Kunzek, August

Die Lehre vom Lichte nach dem neuesten Zustande der Wissenschaft zunächst für das Bedürfniß gebildeter Stände dargestellt

Wien 1852

Die Lehre vom Lichte

nach dem

neuesten Zustande der Wissenschaft

zunächst

für das Bedürfniß gebildeter Stände dargestellt

von

August Kunzek,

k. k. Professor der Physik an der Universität in Wien, emeritirtem Decan und Rector der Lemberger Universität, wirklichem Mitgliede der k. k. Landwirthschaftsgesellschaft in Wien und jener in Galizien, correspondirendem Mitgliede der kais. Akademie der Wissenschaften in Wien.

Zweite ergänzte Auflage.

Mit 5 lithographirten Tafeln und 36 Figuren in Holzschnitt.

Wien, 1852.

Wilhelm Braumüller,

k. k. Hofbuchhändler.

Vorrede.

Die raschen und erfolgreichen Fortschritte, die in der neuesten Zeit im Gebiethe der Naturlehre gemacht worden sind, haben als die schönsten Zierden unserer Zeit allgemein die lebhafteste Theilnahme erregt, und indem sie nicht nur bildend und erhebend auf den Geist wirken, sondern in ihrer Anwendung den Wohlstand und die Annehmlichkeiten des Lebens mächtig fördern, allenthalben den regen Wunsch erweckt, sich gründliche Kenntnisse dieser Fortschritte anzueignen. Allein unter mehreren Umständen, welche die Befriedigung dieses Wunsches verhindern, wird so häufig der Mangel an den nöthigen Vorkenntnissen genannt, und auch der Umstand als bedeutend herausgehoben, daß andere eben so wichtige Studien und nothwendige Beschäftigungen von mancherlei Art nicht so viel Muße gewähren, als die mit dem Stu-

dium der Physik verknüpften Schwierigkeiten erforderlich machen. Um nun dem Interesse an der Naturforschung auch bei denen, bei welchen solche Hindernisse eintreten, zu entsprechen, und die Kenntniß der Natur so allgemein als möglich zu machen, an eine genaue und umsichtige Beobachtung der vorkommenden Erscheinungen zu gewöhnen, und so die Entdeckung neuer Wahrheiten vorzubereiten, sind in unserer Zeit zahlreiche Schriften erschienen, worin die Schwierigkeiten möglichst hinweggeräumt und die wichtigsten Lehren über die Erscheinungen der Natur auf eine einfache, allgemein verständliche Weise vorgetragen werden. An diese Schriften wünschte ich das vorliegende Werkchen anzureihen. Nur von der Absicht beseelt, an der Verbreitung der physikalischen Kenntniße, soviel es meine Kräfte und Verhältniße erlauben, Theil zu nehmen, habe ich es unternommen, das Wissenswertheste im Gebiethe der Optik, auf eine, wie ich glaube, faßliche, aber streng wissenschaftliche Weise darzustellen. Ich habe diesen Gegenstand gewählt, weil gerade die optischen Erscheinungen äußerst anziehend, aber ihre meistens auf Mathematik beruhenden Erklärungen schwierig sind; außerdem wollte ich meinen Zuhörern, die diesen Gegenstand jederzeit mit besonderem Eifer ergriffen haben, ein Werkchen in die Hand liefern, wodurch es ihnen möglich wird, ohne viel

Schwierigkeit umständlicher und gründlicher die Lehren vom Lichte kenneu zu lernen, als es in den wenigen Stunden, die in den öffentlichen Vorträgen über Physik für die Optik entfalten, geschehen kann. Diese Rücksicht auf den nächsten Kreis meiner Wirksamkeit mäg mich auch entschuldigen, wenn ich bei manchen Erklärungen weitläufiger und populärer war, als es manchem Leser wünschenswerth seyn dürfte. Möge meine] Arbeit freundlich aufgenommen werden, da ich nur in der Absicht nützlich zu seyn, damit hervortrete.

Der Verfasser.

Vorrede
zur zweiten Auflage.

Auf den Wunsch des Herrn Verlegers blieb der Text der ersten Auflage unverändert, und nur jene Zusätze und Erläuterungen, die sich als nothwendig herausstellten, so wie die seit dem Jahre **1836** entstandenen Bereicherungen der Lichtlehre, insoweit sie vom allgemeineren Interesse sind und in den Bereich des Schulunterrichtes gehören, wurden in einem besonderen Anhange zusammengestellt, um so wieder ein dem gegenwärtigen Zustande der Wissenschaft entsprechendes Buch zu bieten. Mögen

darin die geehrten Leser die gewünschte Belehrung und Bereicherung ihrer Kenntnisse finden, und die neue Arbeit eben so freundlich, wie die erste Auflage, aufnehmen.

Wien, im Februar 1852.

Der Verfasser.

Einleitung.

§. 1.

Wenn die Sonne schon lange unter den Horizont sich hinabgesenkt hat und dichte Wolken den Himmel bedecken, so entsteht ein Zustand, wo der Gesichtssinn durch nichts affizirt wird, und von den Dingen außer uns nur jene wahrgenommen werden, die auf die übrigen Sinne einzuwirken vermögen; jedoch, sobald die Strahlen der Sonne oder anderer Gestirne reichlich auf unseren Horizont fallen, werden die Dinge, selbst die in bedeutender Ferne befindlichen, für uns *sichtbar*; eine weite Welt stellt sich in prächtiger, wundervollen Mannigfaltigkeit vor das Auge, und der Kreis unserer Erkenntnisse gewinnt eine Erstaunen erregende Ausdehnung.

Dasjenige nun, was dieses Sichtbarwerden der Dinge *vermittelt*, nennen wir *Licht*, den Mangel desselben *Finsterniß*.

§. 2.

Schon diese Wirkung des Lichtes ist eine so unschätzbare und eine für unser Leben so folgenreiche Wohlthat, daß man die göttliche Verehrung, die manche Völker dem Lichte erwiesen, als natürlich findet. Aber das Licht spielt in der Natur auch noch eine andere nicht minder wichtige Rolle und dieß sowohl in dem unorganischen als in dem organischen Reiche.

Das Licht versetzt oxydirte Körper in ihren ursprünglichen Zustand, wobei der Sauerstoff in Gasgestalt ausgeschieden wird. So färbt das Licht die reine und concentrirte Salpetersäure gelb und roth, wobei der Sauerstoff als Gas ent-

weicht. Das weingelbe tropfbare Chlor wird, indem das Licht das Wasser zersetzt, in farblose Salzsäure verwandelt, wobei wieder der Sauerstoff frey wird.

So wird aus manchen Goldauflösungen das Gold durch das Licht in metalischer Gestalt oder wenigstens als Oxyd vom niederen Grade ausgeschieden; Silbersalze, insbesondere Horn- oder Chlorsilber, werden unter Einwirkung des Lichtes theils in metalisches Silber verwandelt, theils geschwärzt. Ein Gemenge aus gleichen Theilen Chlor- und Wasserstoffgas in einem farblosen Glase bleibt im Dunklen lange unverändert, aber im Sonnenlichte vereinigen sich beide Stoffe zur Salzsäure schnell und mit Verpuffung. So erleiden Verbindungen mit Brom und Jod durchs Licht manigfache Veränderungen.

Das Licht ist ferner eine unerläßliche Bedingung für die vollkommene Ausbildung der auf einer höheren Stufe organischer Entwickelung stehenden Pflanzen; wird ihnen das Licht entzogen, so verlieren sie

a) ihre grüne Farbe; so haben Pflanzen, die z. B. unter einem Stein auf einer Wiese gewachsen sind, eine weißlich gelbe Farbe; daher kommt es auch, daß die untere Seite der Blätter gewöhnlich weißlich, die oben von der Sonne bestrahlte, dunkelgrün ist. Die inneren Blätter einer Rose sind blaß, und färben sich erst nach der Entfaltung.

b) ihre natürliche Festigkeit; sie werden mürbe, wie man es bei dem mit undurchsichtigen Glasstürzen bedeckten Spargel sieht.

c) Ihre Gefäße erscheinen mit mehr rohen noch wenig verarbeiteten Säften, denen viel unzersetztes Wasser beigemischt ist, angefüllt.

Die organischen Wesen überhaupt verdanken dem Lichte ihre Farben, deren Lebhaftigkeit und Manigfaltigkeit mit der Lichtstärke zunimmt, wie sich es an den Wesen der tropischen Länder, insbesondere an dem Gefieder der tropischen Vögel so auffallend zeigt.

Unter dem Einflusse des Lichtes werden die Pflanzen süßer, aromatischer und auch nährender, wie wir es an den Früchten unserer Obstbäume sehen, und auch daraus entnehmen können, daß die Thiere solche Pflanzen verschmähen, die im Schatten gewachsen sind, obwohl sie dieselben gern zur Nahrung nehmen, sobald sie im Sonnenlichte wachsen. Pflan-

zen, die an dunklen Orten gezogen werden, strecken ihre Zweige nach dem Lichte aus und verlängern sich dabei ungemein; die im Freyen wachsenden richten sich stets in die Höhe und falls sie auf den Boden niedergedrückt werden, bilden sie Knie, um sich emporzurichten, weil sie von oben herab vom Lichte am besten bestrahlt werden. Man benützt eben die dunkle Stellung der Forste, um schlanke Hölzer zu erziehen.

Viele Pflanzen folgen der Sonne vom Morgen bis Abend auf eine merkliche Art, bei andern schließen sich die Blätter in der Nacht und öffnen sich bei Tage wieder, ohne daß die Wärme darauf einen Einfluß ausübet.

Auch auf das Gedeihen der thierischen Organismen hat das Licht einen wohlthätigen Einfluß, wie wir es augenscheinlich an Thieren sehen, die lange in dunklen Behältnissen eingeschlossen gewesen sind.

Solche Thiere haben bleiche und schlaffe Muskeln, während die im Lichte lebenden rothe und feste Muskeln besitzen. So zeigt sich an Menschen, die sich viel im Sonnenlichte bewegen, in allen ihren Theilen, insbesondere im Antlitze eine erfreuliche Lebensfülle, während die im Finsteren lebenden bleich und kränklich aussehen. Nicht unbekannt ist die erquickende Wirkung des Sonnenbades bei Greisen und Genesenden, so wie insbesondere bei cachectischen Krankheiten.

Merkwürdig ist es, daß die Entstehung organischer Wesen an die Finsterniß gebunden ist; denn Samen und Embryonen müssen während ihrer ersten Entwickelung von undurchsichtigen Körpern umgeben seyn.

Anmerkung. Viele Wirkungen des Sonnenlichtes werden der damit verbundenen Wärmeentwickelung zugeschrieben, weil sie auch mittelst der Wärme bei völligen Mangel des Lichtes erzeugt werden können. So sehen wir, daß das Sonnenlicht unsere gefärbten Zeuge ausbleicht und die meisten ihrer Farben vernichtet. Ein sehr interessantes Beispiel hat man an der aus Kirsch- und Fliederblättern mit Spiritus bereiteten Tinktur, die an die Sonne gestellt, in 20 Minuten ihre grüne Farbe verliert, die sie doch an einem dunklen Orte sehr lange unverändert behält. Man hat durch Versuche dargethan, daß solche Farben, die in der Sonne langsam verschießen, in wenigen Minuten gebleicht werden, sobald sie in eine Temperatur gesetzt werden, die zwar 100° C. übersteigt, aber doch die gefärbten Stoffe nicht angreift.

§. 3.

Ansichten über die Natur des Lichtes.

Dem denkenden Menschen mußte sich unabweislich die Frage aufwerfen, worin denn die Natur dieses Mittels der Sichtbarkeit der Dinge bestehe? Die Lösung dieser Frage versuchten wohl große Denker aller Zeiten, allein die Naturlehre hat das Eigenthümliche, daß sie von Erfahrungen ausgehen muß, die aus oft wiederhohlten und mit aller möglichen Genauigkeit angestellten Versuchen und Beobachtungen gesammelt werden, und welche die Basis bilden, auf der sofort mit Hülfe der Mathematik ein wissenschaftliches Gebäude errichtet wird. Aber dieser allerdings mühsame, obwohl sichere wenn auch langsam zum Ziel führende Weg ist den Alten größtentheils fremd geblieben, und so kam es, daß alle ihre scharfsinnige Hypothesen über die Natur des Lichtes, als auf keiner festen Basis ruhend, bei den Fortschritten in der Naturforschung als unstatthaft verworfen wurden. Nur zwei dieser Hypothesen, die beide große Männer zu Urhebern und Anhängern haben, behaupteten sich bis auf die neueste Zeit in der Wissenschaft, nähmlich die Emanations- oder Emissions-Hypothese, für deren Urheber Newton angegeben wird, und die Vibrations- oder Undulationshypothese, deren Gründer Decartes, Huyghens und Euler waren.

Die Grundzüge dieser Ansichten sind:

Es ist gewiß, daß von dem Gegenstande, denn wir sehen, etwas ausgehen muß, wodurch das Auge affizirt und die Wahrnehmung des Gegenstandes vermittelt wird. Dieses muß ein Materiales seyn, das jedoch nicht selbst wieder gesehen wird, und dessen Körperlichkeit auch nicht aus den Eigenschaften der Schwere und der Undurchdringlichkeit erkannt werden konnte.

Darin vereinigen sich wohl alle Meinungen, aber in Betreff der Art der Affection des Sehorgans sind die Ansichten verschieden, indem die Emissionstheorie darin eine Ähnlichkeit mit der Affectionsweise bei dem Geruchsinne sieht, während die Undulationstheorie das Sehen auf eine dem Hören analoge Art erklärt.

Jene behauptet, das Licht sey ein eigenthümlicher Stoff, welcher

a) von den leuchtenden Körpern durch unbekannte Kräfte nach allen Seiten fortgetrieben wird, der

b) aus äußerst feinen Theilchen besteht; denn indem die Wirkung, die ein bewegter Körper hervorbringt seiner Masse und Geschwindigkeit direct proportionirt ist, so sollten die mit einer alle Vorstellung übersteigenden Geschwindigkeit begabten Lichttheilchen, sogar bei einer geringen Masse, einen bemerkbaren Eindruck bewirken; aber das Licht bringt, selbst im verdichteten Zustande, weder auf andere Körper, noch auf unser zartes Auge einen merklichen Effekt des Stoßes hervor, was nur bei einer ausnehmend großen Feinheit der Masse möglich ist.

c) diese Lichttheilchen sind wohl dem Gesetze der Trägheit, aber nicht dem der Schwere unterworfen.

d) sie sind nicht alle von derselben Beschaffenheit, und die anziehenden, so wie die abstoßenden Kräfte zeigen sich sowohl unter den Lichttheilchen selbst, als auch zwischen ihnen, und den irdischen Körpern vielfach wirksam; jedoch ist diese Einwirkung bei einer kaum angebbaren Entfernung nicht mehr merklich. Kommen diese Lichttheilchen in das Innere des Auges, so erfolgt die Wahrnehmung des Gegenstandes, von dem sie ausgegangen sind.

Die Undulationshypothese nimmt einen im ganzen Weltraume verbreiteten, und alle Körper durchdringenden Stoff an, Äther genannt; seine Theilchen werden als äußerst fein, leicht verschiebbar, aber doch unzusammendrückbar gedacht, er befindet sich in allen Poren der Körper, und in ihm geschieht die Bewegung der Sonne, der Planeten, Cometen, und anderer Weltkörper. Dieser Äther wird durch die Schwingungen des leuchtenden Körpers, so wie die Luft durch die Schwingungen eines schallenden, in fortschreitende Schwingungen versetzt; die Wellen, welche sich bilden, pflanzen sich nach allen Seiten fort, dringen in das Auge, das sie treffen, und veranlassen die Empfindung des Sehens.

So groß auch das Interesse ist, die Natur des Lichtes zu erkennen, so muß uns doch zunächst an der Kenntniß der Lichterscheinungen, und der Gesetze, unter welchen sie stehen, gelegen seyn, und darin hat der menschliche Geist, wenn auch nicht alles erschöpft wurde, doch bereits Großes geleistet. Diese Leistungen wollen wir vor allem kennen lernen, und hier bloß

vorläufig bemerken, daß die Emanationshypothese nur wenige Lichterscheinungen genügend, und ohne Zuziehung von Hülfshypothesen, zu erklären vermag, ja daß es Erscheinungen gibt, (wie z. B. die Beugung), welche der Natur dieser Hypothese ganz entgegen sind. Dagegen gibt die Vibrationshypothese nicht nur eine völlig genügende Erklärung der meisten, sogar der schwierigsten Erscheinungen, sondern sie hat auch mehrere wichtige Erscheinungen vorausgesagt, ehe sie beobachtet worden sind, während die Emanationshypothese nicht eine einzige Entdeckung veranlaßte. Die gegen die Vibrationhypothese erhobenen Einwürfe beruhen nur auf Mißverständnissen, die sich leicht lösen lassen. Die entschiedenen Vorzüge dieser Hypothese, insbesondere der Zusammenhang, in welchen durch sie die einzelnen optischen Lehren gebracht werden, bestimmen mich, die Lichterscheinungen ausschießlich aus ihr zu erklären.

* * *

§. 4.

Wichtigkeit der Lehre vom Lichte.

Dieser Zweig der Naturlehre, welcher die Erscheinungen des Lichtes ordnet, die Gesetze derselben erforscht, und erklärt, wird Optik genannt, und ist für einen jeden, der nur einigen Antheil an den Dingen außer ihm, und ihren Veränderungen nimmt, in allen Theilen ganz vorzüglich anziehend.

Die Optik ist es, welche jenen Meistern die Hand führte, die unser Auge mit Instrumenten bewaffneten, wodurch ihm die Fernsichtigkeit eines Adlers mitgetheilt wird, und wodurch es selbst in die fernsten Räume der Schöpfung zu blicken, und daselbst zahllose neue Welten in Entfernungen zu entdecken im Stande ist, gegen welche selbst der ungeheuere Abstand der Erde von der Sonne als ein bedeutungsloses Nichts erscheint; aber auch Instrumente, wodurch dem Auge der in die kleinste Entfernung reichende Blick eines Insektes zu Theil wird, wodurch es in einem Wassertropfen Tausende von lebendigen Geschöpfen wahrnimmt, und an den kleinsten, sonst ganz unbeachtet gebliebenen Dingen noch immer ein kunstreiches Gebilde zu sehen vermag. Und welche wichtige Kenntnisse der materiellen Welt gewährte nicht die in der neuesten Zeit entdeckte Eigenschaft der Polarisation des Lichtes!

Selbst die noch immer unerklärt gebliebenen Erscheinungen üben auf uns einen wohlthätigen Einfluß, indem sie uns einerseits die Natur in einer unendlichen Mannigfaltigkeit und Tiefe darstellen, andererseits unsere Wißbegierde ganz vorzüglich reizen, in ihrer Erforschung, so wie in den Bemühungen sie zu erklären, die Größe des menschlichen Scharfsinnes zeigen, und uns dadurch anregen, Vertrauen zu unseren Kräften zu schöpfen, und zur Lösung der noch vorhandenen Räthsel muthig zu schreiten.

§. 5.

Quellen des Lichtes.

Die Quellen des Lichtes sind alle selbstleuchtende Körper, nämlich solche, welche durch ihre Gegenwart sich selbst, und andere Dinge sichtbar machen, also die selbst ohne Hülfe anderer Körper in unserem Auge die Empfindung der Helligkeit, oder des Lichtes hervorzubringen fähig sind. Ein jeder selbstleuchtende Körper kann als ein Aggregat von physischen Punkten betrachtet werden, deren jeder selbst leuchtend ist, und das Licht oder vielmehr die Wirkung dieser unbekannten Ursache der Sichtbarkeit nach allen Seiten verbreitet. Das letztere wird aus dem Umstande ersichtlich, daß man einen leuchtenden Punkt, es mag das Auge in was immer für eine Lage gegen ihn gebracht werden, sehen kann. So ist die Flamme einer Kerze von allen Punkten einer Kugel, in deren Mittelpunkte sie steht, sichtbar; so sendet die Sonne ihr Licht nach allen Seiten des Weltraumes aus, und erleuchtet zugleich die Erde, die Planeten und die nach allen Richtungen zerstreuten Cometen.

Solche selbstleuchtende Körper sind:

1) die Sonne und die Fixsterne;

2) die brennenden Körper, als Kerzen, Lampen, Wasserstoffgas ꝛc. ꝛc. So wird ein besonders blendendes Licht erzeugt, wenn man Phosphor in Sauerstoffgas verbrennt, oder, wie Drummond zuerst lehrte, wenn man Kalk der Erhitzung durch eine Weingeistflamme aussetzt, und darauf einen Strom von Sauerstoffgas leitet; das so erzeugte Licht hat die Intensität von 20,000 argandischen Lampen. Auch das Leuchten des Phosphors gehört hierher, da es nur die Folge eines langsamen Verbrennens ist.

3) Es gibt eine Menge von Körpern, welche im Dunkeln

leuchten, ohne zu verbrennen. Diese Erscheinung nennt man Phosphoreszenz, und unterscheidet mehrere Arten derselben.

a) Phosphoreszenz durch Bestrahlung Einige Körper erlangen nähmlich, sobald sie der Sonne einige Zeit ausgesetzt bleiben, die Fähigkeit, noch lange im Dunkeln Licht auszusenden; sie heißen Lichtsauger, oder Lichtmagnete. So leuchten einige Diamanten, wenn sie nur wenige Sekunden der Sonne ausgesetzt werden, eine Stunde lang im Dunklen, und dieß sogar unter Wasser. Dasselbe sieht man ganz vorzüglich an einigen künstlich bereiteten Körpern. Der Bononische oder Bologneser Leuchtstein (schon vor 1630 erfunden) aus gepulvertem Schwerspath durch Eiweiß zu einer Masse verbunden, und lange stark geglüht, braucht nur $\frac{1}{4}$ Minute lang dem Sonnenlichte ausgesetzt zu werden, um längere Zeit feurig roth zu erscheinen. Cantons Phosphor (Calciumsulphurid) aus gebrannten Austerschalen, die mit ein Drittel so viel Schwefelleber gemischt, und im Feuer eine Stunde lang rothglühend erhalten werden, zeigt ähnliche Erfolge. So hat neuerdings Osan mehrere Leuchtsteine von vorzüglicher Schönheit zur Kenntniß gebracht; wird nämlich arseniksaurer Baryt durch Zerlegung des salpetersauren Baryts mit arseniksaurem Kali bereitet, mit Tragant zu Pasten geformt, und dann im Kohlenfeuer geglüht, so erhält man einen Leuchtstein, der den Bononischen weit übertrifft. Oder wenn man calcinirte Austerschalen mit Schwefel-Antimon eben so behandelt, wie es bei dem Cantonischen Phosphor der Fall ist; so erhält man einen Körper, der eine Minute lang dem Tageslichte ausgesetzt, sich 149 Minuten weiß und grün leuchtend zeigt, während das Leuchten eines Bononischen Leuchtsteines, der demselben Lichte eben so lang ausgesetzt wurde, nur 4 Minuten lang dauerte. Diese Leuchtsteine werden in versiegelten, oder mit Blasen zugebundenen Gefäßen aufbewahrt.

b) Phosphoreszenz durch Erwärmung, welche vorzüglich ausgezeichnet am Flußpath ist, indem er schon bei 55° R. im Finstern leuchtend erscheint, und nach Beschaffenheit der Stärke der Erwärmung ein violettes, grünes, und gelbes Licht aussendet. Becquerel erhielt einen Flußspath aus Sibirien, der im siedenden Wasser, das sich

in einem Glasgefäße befand, Licht genug verbreitete, um eine Schrift lesen zu können. Noch stärker zeigte sich das Licht im siedenden Öhle; und im siedenden Quecksilber war es so stark, daß man noch in der Entfernung von 5 Zoll lesen konnte.

Leslie hält auch den Mond für einen Lichtmagnet, indem das von ihm zu uns kommende Licht, falls es nur das einfach reflektirte Licht wäre, nicht von der Intensität seyn könnte, wie wir sie wirklich finden.

c) Nicht minder merkwürdig ist die Phosphoreszenz todter thierischer Körper und Pflanzen. Das schöne weiße Licht des feuchten faulen Holzes ist allgemein bekannt; in einzelnen Fällen hat man ganze morsch gewordene Baumstämme im Dunklen leuchtend gesehen. Todte Seefische zeigen sich ungefähr am zweiten Tage nach dem Tode leuchtend und bleiben es durch mehrere Tage.

Eine herrliche Erscheinung ist auch das Leuchten lebender Thiere, unter denen die Johanniswürmchen und Johanniskäfer allgemein bekannt sind. Die warmen Gegenden sind besonders reich an leuchtenden Thieren, unter denen der Surinamische Laternenträger besonders angeführt zu werden verdient; denn er soll so viel Licht geben, daß ihn die Wilden als Leuchte bei nächtlichen Reisen gebrauchen. Von einem solchen Leuchten lebender Thiere rühret auch das Leuchten des Meeres besonders des bewegten her, das am häufigsten in den heißen Gegenden vorzukommen pflegt.

d) Die Körper können auch durch Electricität in einen leuchtenden Zustand versetzt werden; auch bei der Krystallisirung hat man zuweilen ein lebhaftes Leuchten wahrgenommen.

§. 6.

Verhalten anderer Körper gegen das Licht.

Körper, die im Finstern unsichtbar bleiben, und nur durch die Gegenwart eines leuchtenden Körpers sichtbar werden, heißen dunkel, nichtleuchtend. Die Sichtbarkeit derselben ist nur dadurch möglich, daß ein jeder ihrer Punkte, das von den selbstleuchtenden Körpern empfangene Licht nach allen Seiten zerstreut; allein dadurch werden sie nicht nur selbst sichtbar

sondern sie erleuchten auch andere sie umgebende Gegenstände. Der Mond, die Planeten sind dunkle Körper, aber diejenigen Theile ihrer Oberfläche, auf welche die Sonne scheint, werfen allseits das erhaltene Licht zurück, werden sichtbar und auch wieder leuchtend.

Unter den dunklen Körpern giebt es

a) einige, welche die Wirkung des Lichtes oder kurz das Licht durchzulassen vermögen, so daß man mittelst derselben die Licht aussendenden Objecte ganz deutlich sehen, ihre Gestalt und selbst die feinen Nuancen ihrer Farben unterscheiden kann: sie heißen durchsichtige z. B. Luft, Glas, reines Wasser.

b) Andere lassen das Licht nur in einem so schwachen Grade durch, daß man die hinter ihnen befindlichen erleuchteten Objekte höchstens ihren Umrissen nach wahrnehmen kann, sie werden durchscheinende genannt, wie dünnes Papier, mattgeschliffenes Glas.

c) Es gibt aber auch Körper, welche die Wirkung des Lichtes gar nicht durchlassen, darum hinter sich einen Schatten werfen und undurchsichtige heißen, dazu gehören Holz, Steine, Metalle ꝛc. ꝛc.

Der Raum, in welchem die Wirkung des Lichtes sich fortpflanzt, heißt Mittel, es mag dieser Raum mit Materie z. B. mit Luft oder Wasser erfüllt oder von derselben ganz leer seyn.

§. 7.

Geschwindigkeit des Lichtes.

Man wußte Jahrhunderte nicht, daß das Licht eine Zeit zu seiner Fortpflanzung braucht, sondern man war immer der Meinung, daß die Mittheilung, welche vermittelst des Lichtes zwischen dem gesehenen Objecte und dem Auge bewirkt wird, augenblicklich erfolge, also daß eine jede Veränderung welche z. B. das Licht am Sonnenkörper erleidet, in demselben Momente, als sie beginnt, überall im ganzen Weltraume erblicket werde. Erst im Jahre 1678 wurde der dänische Astronom Olof Römer durch Beobachtungen der Verfinsterungen des ersten Jupiters Trabanten zu der wichtigen Entdeckung geführt, daß das Licht eine gewisse Zeit braucht, um einen Raum durchzulaufen.

Um eine Einsicht in den Erfolg dieser Beobachtungen zu gewinnen, wollen wir uns in S die Sonne, und in der Ebene der Erdbahn T D F T G in J. (Fig. 1.) den Jupiter vorstellen, um den sich sein erster Trabant in der Bahn A C E bewegt. Dieser erleidet in E beim Eintritte in den Schatten (Immersion) welchen Jupiter als ein dunkler Körper hinter sich wirft, eine Verfinsterung, und wird dem Beobachter auf der Erde unsichtbar; kann jedoch wieder in A bei seinem Austritte aus dem Schatten (Emersion) gesehen werden. In der einen Jahreshälfte, wo die Erde den Theil T D F ihrer Bahn beschreibt, können wir auf der Erde die Austritte aus dem Schatten, und in der andern Jahreshälfte die Eintritte in den Schatten beobachten, welche Beobachtungen für die Schiffahrt zur Bestimmung geographischer Längen von Wichtigkeit sind. Die Zeit zwischen zwei auf einander folgenden Immersionen und Emersionen gibt die Umlaufszeit des Trabanten; sie beträgt beim ersten Trabanten Jupiters 42 h. 28′ 35″. Hat man nun den Zeitpunkt der Emersion beobachtet, wenn sich die Erde in T befand, so könnte man falls das Licht keine Zeit brauchen würde, um von dem Trabanten auf die Erde zu kommen, den Zeitpunkt für den 10ten....100ten Austritt aus dem Schatten finden, wenn man die Umlaufszeit mit 10, 100 multiplizirt. Die Erfahrung lehret, daß so lange die Erde in der Gegend von T sich befindet, der auf diese Art berechnete Zeitpunkt der Emersion mit dem beobachteten übereinstimmt, weil hier die Erde von dem in seiner Bahn nur langsam fortschreitenden Jupiter mehrere Tage beinahe gleich weit entfernt bleibt; wie sich aber die Erde weiter in ihrer Bahn nach D und F beweget, entfernt sie sich mehr und mehr vom Jupiter und der Zeitpunkt der Emersion erfolgt immer später, als er nach der Rechnung erfolgen sollte. Hat sich die Erde um den ganzen Durchmesser ihrer Bahn vom Jupiter entfernt, so beträgt die Verspätung bereits 16′, 26″. Sie wird nun aus dem Umstande erklärbar, daß der erste Strahl des aus dem Schatten tretenden Trabanten, desto mehr Zeit braucht, um auf die Erde zu gelangen, je mehr die Entfernung der Erde vom Jupiter zunimmt.

Da diese Zeit für den Durchmesser der Erdbahn 16′ 26″ beträgt, so wird sie 8′ 13″ für die Sonnen-Distanz von beinahe 20,878,000 Meilen betragen müssen; folglich findet man den Weg, welchen das Licht in 1″ zurücklegt, d. i. seine Ge-

schwindigkeit, indem man die Sonnen-Distanz durch 8′ 13″ = 493″ dividirt. Es ergibt sich das bewunderungswerthe Resultat: daß das Licht in einer Sekunde mehr als 40000 Meilen macht.

Die Ableitung dieser Geschwindigkeit ist unter der Voraussetzung geschehen, daß das Licht sich gleichförmig bewege und daher in gleichen Zeiten gleiche Wege zurücklege. Die Richtigkeit dieser Voraussetzung, so wie die des Resultats findet darin Bestättigung, daß in der zweyten Jahreshälfte mit der Annäherung der Erde an den Jupiter der Anfang einer jeden Immersion der Annäherung angemessen früher beobachtet, und der bei Berücksichtigung der gefundenen Geschwindigkeit berechnete Anfang der Finsterniß mit dem beobachteten genau übereinstimmend gefunden wird. Auch eine andere Erscheinung am Himmel, die Aberration des Lichtes, führt zu demselben numerischen Werthe der Geschwindigkeit und zugleich zu der Schlußfolge, daß das Licht der Sonne, der Planeten und der Fixsterne sich mit einer und derselben Geschwindigkeit bewegt; was, bei den bedeutenden Unterschieden in der Entfernung dieser Himmelskörper von der Erde, nur bei einer gleichförmigen Bewegung des Lichtes möglich ist.

Die Geschwindigkeit des Lichtes ist also ungefähr 900,000 Mal größer, als die des Schalls, und eine Kanonenkugel bewegt sich 1 1/2 Millionen Mal langsamer als das Licht. Hieraus wird begreiflich, warum wir beim Abfeuern einer Kanone, viel früher das Licht sehen, als den Knall vernehmen, und warum auch der Donner immer erst nach dem Blitze folgt.

Man bedient sich der Geschwindigkeit des Lichtes, um Entfernungen anschaulich zu machen, die wegen ihrer fast ins Unermeßliche gehenden Größe nach einem andern Maßstabe schwer aufzufassen wären. Die Angaben: das Licht brauchet von der Sonne bis zu uns 8′ 13″ vom Uranus 4 Stunden 10′ und vom nächsten Fixstern 3 Jahre 45 Tage, von manchen Nebelsternen sogar Millionen Jahre, sind wohl geeignet uns ein Bild dieses ungeheuren Raumes zu geben.

Aus dem Gesagten ist auch ersichtlich, daß die Lichtstrahlen, die wir beim Anschauen der Fixsterne bekommen, schon vor mehr als 3 Jahren von ihnen ausgegangen sind. Wenn also die Himmelskörper sämmtlich vernichtet werden möchten, so würden wir Erdbewohner sie doch noch einige Jahre am Himmel sehen und beobachten.

Auf dieser schnellen Fortpflanzung des Lichtes beruht der Gebrauch der Telegraphen, wo man den Gedanken mit der Geschwindigkeit des Lichtes in weite Fernen zu befördern bemüht ist.

§. 8.

Gradlinige Fortpflanzung des Lichtes.

So lange das Licht in einem Mittel von derselben materiellen Beschaffenheit und Dichte bleibt, bewegt es sich nach allen Seiten in gradlinigen Richtungen fort, es mag übrigens von einem selbstleuchtenden oder erleuchteten Körper kommen; denn wenn wir z. B. auf ein langes Lineal drey Scheibchen, deren jedes im Mittelpunkte ein kleines Loch hat, senkrecht aufstellen, und durch diese Scheibchen nach einem entfernten Lichte schauen, so überzeugen wir uns, daß nur bei einer gradlinigen Lage der kleinen Löcher das Licht gesehen wird. — Oder man spannt ganz feine Seiden- oder Metallfäden parallel neben einander, und in der nämlichen Ebene aus, sieht man auf einen in dieser Ebene aber weit hinter diesen Fäden befindlichen Lichtpunkt, so wird dieser unsichtbar, so lange sich das Auge in der Ebene der Fäden befindet, erscheint aber allsogleich, sobald sich das Auge nur wenig aus dieser Ebene erhebt. Die tägliche Erfahrung bestättiget diese Fortpflanzungsweise des Lichtes auf manigfaltige Art.

Eine jede vom leuchtenden Punkte gezogene gerade Linie gibt also den Weg an, in welchem das Licht sich thätig äußert und wird ein Lichtstrahl genannt.

Man sieht, daß die Lichtstrahlen vom leuchtenden Punkte auseinanderfahren, d. i. divergirend werden, und nur diejenigen Strahlen, die von einem sehr entfernten Punkte auf eine kleine Fläche auffallen, können als parallel angenommen werden. So werden die von den Gestirnen kommenden Strahlen als parallel angesehen; so pflegt man auf dem Meßtische durch zwei gegebene nahe liegenden Punkte parallele Linien auf die Art zu ziehen, daß man die Kante des Lineals an einem dieser Punkte anlegt und nachdem sie auf einen weit entfernten Lichtpunkt gerichtet worden ist, längst derselben eine gerade Linie zieht, hierauf das Lineal an den zweiten Punkt bringt, die Kante auf denselben Lichtpunkt richtet, und die zweite Linie zieht, da diese beiden nahe an einander liegenden Linien in der Verlängerung erst in dem weit entfernten Richtpunkte zusammenlaufen würden, so kann man sie auf dem Papiere als parallel annehmen, indem der Fehler der Abweichung vom Parallelismus geringer ist, als der Fehler wegen der Dicke der (physischen) Linie.

Diese Art von Bewegung, wobei das Licht nach allen Seiten in geraden Richtungen sich fortpflanzet, nennet man strahlend, und sie ist dem Lichte so ausgezeichnet eigen, daß dasselbe von den Künstlern durch sie charakterisirt wird.

Die Gestalt des von einem leuchtenden Punkte S auf eine vieleckige Ebene A B C D (Fig. 2.) auffallenden Lichtes ist die einer Pyramide, welche jenen Punkt zur Spitze und die erleuchtete Ebene zur Basis hat. Ist die Ebene kreisförmig so bilden die auffallenden Strahlen einen Kegel, dessen Scheitelpunkt der Lichtpunkt ist. Da die Pupille oder das Lichtloch im Auge, wodurch das Licht in das Innere eindringt, bei dem Menschen kreisrund ist, so kommt von jedem leuchtenden Punkte ein Strahlenkegel in das Auge, dessen Basis die Pupille ist, (Fig. 3.) und an dessen Spitze wir, nach geschehenem Eindrucke, den strahlenden Punkt versetzen.

Folgen der geradlinigen Fortpflanzung des Lichtes.

§. 9. A. Der Schatten.

1) Da die undurchsichtigen Körper das Licht nicht durchlassen, so muß, falls sie von einem leuchtenden Körper Licht bekommen, hinter ihnen ein lichtloser Raum entstehen, der von einem erleuchteten begränzt ist. Diesen lichtlosen, dunklen Raum hinter einem erleuchteten undurchsichtigen Körper nennt man Schatten. Seine Begränzung beruhet auf der gradlinigen Fortpflanzung des Lichtes, weswegen sie für jeden besonderen Fall mathematisch bestimmt werden kann.

2) Kommen die Strahlen auf den undurchsichtigen Körper A B (Fig. 4.) von einem Punkte S, so findet man den Schatten wenn von S alle Strahlen gezogen werden, die an dem äußersten Rande des beleuchteten Körpers vorbeifahren; der Schatten xABy ist dann nach Beschaffenheit der erleuchteten Fläche pyramidenförmig oder konisch.

Sendet auch noch ein zweiter Punkt S′ Lichtstrahlen auf AB, so entsteht ein zweiter Schattenraum x′ABy′, der theilweise mit dem vorigen zusammenfällt, so daß der Raum xABy′ gänzlich lichtlos, aber jeder der Räume 1), 2) von einem Punkte erleuchtet erscheint. Bei drey strahlenden Punkten

findet man einen Raum xABy'' wohin kein Lichtstrahl eindringt, an diesen sich unmittelbar anreihend die Räume 1), 1), deren jeder von einem Lichtpunkte, hierauf die Räume 2), 2), die schon von zweien und noch weiter die von allen drei Punkten erleuchtet werden. Den Raum der völlig lichtlos ist, wie xABy'' nennet man den Kernschatten, denjenigen aber, der zwar von einigen, aber nicht von allen Lichtpunkten, deren Strahlen auf den undurchsichtigen Körper fallen, erleuchtet wird, den Halbschatten, dessen Abstuffungen, wie aus dem Gesagten leicht einzusehen ist, sich mit der Anzahl der lichtausstrahlenden Punkte mehren müssen.

Daraus geht hervor, daß hinter einem undurchsichtigen Körper, der von einem leuchtenden (einem Aggregat von physischen leuchtenden Punkten) erleuchtet wird, ein Kern- und ein Halbschatten sich bilden muß; daß ferner nur ein stuffenweiser Übergang vom Kernschatten in das volle Licht Statt finden kann, so daß die Gränze zwischen den beiden Schatten sich nirgends mit Schärfe ziehen läßt.

Stellt man in den Schattenraum eine undurchsichtige Fläche, so erscheint auf ihr der Durchschnitt desselben, welchen man Schlagschatten nennt, und woran die angegebenen Abstuffungen ebenfalls zu bemerken sind.

3) Die Größe, Gestalt und Lage des Schattens richtet sich nach denselben Eigenschaften des leuchtenden und des undurchsichtigen Körpers. Ist der leuchtende Körper so klein, daß wir ihn als einen Punkt annehmen können, so geben die von ihm ausgehenden und den dunklen Körper berührenden geraden Linien die Gränzen des Schattens an. Bei einem größeren leuchtenden Körper muß man sich eine tangirende Ebene an ihn und an den dunklen Körper gelegt, hierauf an beiden ringsum fortgeführt, und in jeder Lage die Berührungspunkte durch gerade Linien verbunden denken, letztere Linien geben die Begränzungen des Schattens, und damit die gesuchten Eigenschaften desselben.

Einige Beispiele sollen dieß verdeutlichen:

Es seyen die beiden Körper Kugeln, und zwar

a) die leuchtende viel größer als die von ihr erleuchtete. Man denke sich die zwei Kreise S und E (Fig. 5.) ziehe nach geometrischen Regeln die berührenden Linien B D und A C, welche verlängert in dem Punkte F zusammenstossen. Nun lasse man die beiden Kreise sammt den gezogenen Graden um die Linie S E F sich drehen; so werden

die Kreise Kugeln die berührenden Linien aber einen Kegel beschreiben, dessen Spitze in F sich befindet. Es ist leicht einzusehen, daß der Theil D F C des Kegels, welcher hinter die undurchsichtige Kugel fällt, der Kernschatten ist, dessen Länge E F aus der Aehnlichkeit der Dreyecke B S F und D E F sich bestimmen läßt; man findet $E F = \frac{r d}{R - r}$ wo $R = BS$, $r = E D$ und $d = S E$ d. i. dem Abstande der Mittelpunkte der Kugeln gleich ist. Man sieht auch, daß in diesem Falle der erleuchtete Theil der undurchsichtigen Kugel größer ist, als der dunkel gebliebene. — Bekanntlich lassen sich zu zwei Kreisen, auch noch andere Tangirende ziehen, welche sie an entgegengesetzten Seiten berühren, diese Tangirenden begränzen den Halbschatten der Kugel E, der ebenfalls ein Kegel ist, dessen Spitze nach N zwischen die beiden Kugeln fällt.

Das Gesagte findet volle Anwendung bei der Erde, die, von der Sonne beleuchtet, einen Schattenkegel hinter sich wirft. Tritt der Mond, der sich um die Erde herumbewegt, in diesen Schatten, so entsteht die Mondesfinsterniß, wobei der Einfluß des Halbschattens und seiner Abstuffungen daran bemerkbar wird, daß im Anfange der volle Mond auf seiner östlichen Seite sich mit einem grauen nach und nach immer dunkler werdenden Schatten überzieht, bis beim Eintritte in den Kernschatten diese Seite ganz unsichtbar wird. Der Durchschnitt des Erdschattens erscheint auf der Mondesfläche kreisrund, woraus wir auf die Kegelform des Schattens folglich auch auf die Kugelgestalt der Erde schließen dürfen.

b) Sind beide Kugeln von derselben Größe, (Fig. 6.) so erscheint der Schatten als ein Cylinder von unbestimmter Länge, dabei ist die Hälfte der dunklen Kugel erleuchtet.

c) Ist die undurchsichtige Kugel (Fig. 7.) größer als die leuchtende, so wird der Schatten ein abgeschnittener Kegel, der sich gleichfalls ins unbestimmte ausdehnt. Der erleuchtete Antheil erscheint kleiner als der im Schatten gebliebene.

4) Die Gestalt des Schattendurchschnittes ist auch von der Lage der Ebene, die den Schatten durchschneidet abhängig, so kann bei einem Schattenkegel der Durchschnitt bald kreisförmig, bald elliptisch, parabolisch und selbst hyperbolisch werden, je nach der Beschaffenheit der Neigung der durchschneidenden Ebene gegen die Seite des Kegels.

5) Wie sehr die Länge des Schattens von der Lage des leuchtenden Körpers gegen den beleuchteten abhängt, ersieht man, wenn man einen undurchsichtigen Körper z. B. A B (Fig. 8.) von den Sonnenstrahlen erleuchten läßt, wo sich bei niederem Sonnenstande in S der Kernschatten von der Länge B C bei dem höheren in S′ von der kürzeren Länge B E darstellt. Hieraus wird begreiflich, warum die Schatten am Morgen und gegen Abend sehr lang, zur Mittagszeit aber

am kürzesten sind; warum sie selbst zu Mittag im Winter länger, im Sommer kürzer erscheinen. Daher pflegte man im Alterthume die Tageszeit nach der Schattenlänge eines bestimmten Gegenstandes zu beurtheilen; und noch pflegen die Landleute nach der Schattenlänge des menschlichen Körpers, den sie mit dem Fuße messen, die Tageszeit anzugeben. Fallen die Sonnenstrahlen senkrecht auf den Horizont, wie es in den tropischen Ländern an gewissen Tagen zur Mittagszeit geschieht, so kann der vertikalstehende Gegenstand keinen Schatten werfen.

Der Schattenlänge kann man sich auch zur Messung der Höhe eines Gegenstandes bedienen. Es sey A B der vertikale Durchschnitt (Fig. 9.) z. B. eines Thurmes, der auf den Horizont den Schatten B C wirft; man stelle in der Nähe einen Stock D E von bestimmter Länge vertikal auf, sein horizontaler Schattendurchschnitt sey E F. Da die Sonnenstrahlen die auf nicht weit von einander entfernte Körper fallen, als parallel angenommen werden können; so ist das Dreyeck A B C ähnlich D E F und folglich die Höhe

$$AB = DE. \frac{BC}{EF}$$

Die Abmessungen der Schattenlängen B C und E F können aber wegen der allmähligen Abstuffung des Halbschattens nicht scharf genug geschehen, darum ist diese Methode nur dort anwendbar, wo man sich mit annähernden Angaben der Höhen begnügen kann. Auch muß in jedem Fall die Ebene Bx eine genau horizontale Lage haben.

6) Ändern die beiden Körper ihre Stellung gegen einander, so muß auch die Lage des Schattens eine Änderung erleiden; mithin wird eine Bewegung desselben eintreten, sobald entweder der leuchtende oder der beleuchtete, oder beide Körper zugleich sich bewegen. So sieht man den Schatten einer vom Winde getriebenen Wolke über die Fluren ziehen, und dem Zuschauer, den die Wolke erreicht, den Anblik der Sonne benehmen, während andere außer den Gränzen des Schattens noch von ihr beschienen werden. Dasselbe findet Statt, wenn sich der Mond zwischen die Erde und die Sonne stellt, und einen Schattenkegel auf einen Theil der Erde wirft, wodurch eben die Sonnenfinsterniß entsteht, welche wegen der Bewegung des Mondes, daher auch seines Schattens von West nach Ost, zuerst in den westlichen Gegenden sichtbar seyn muß.

Auf der Bewegung des Schattens eines undurchsichtigen Körpers während des am Tage sich ändernden Sonnenstandes beruhet die Ein-

richtung der Sonnenuhren. — Das Silhouetiren, so wie allerlei Schattenspiele wird man aus dem Gesagten leicht erklären.

7) Die Dunkelheit des Schattens wird durch den Contrast desto mehr erhöhet, je stärker die Beleuchtung des angränzenden Raumes ist; deßwegen wird auch dem stärksten Lichte der dunkelste Schatten entsprechen. Die Schatten, die am Tage im vollen Sonnenlichte entstehen, würden viel dünkler seyn, wenn nicht der Schatten eines jeden Körpers von den benachbarten durch das Tageslicht erleuchteten Körpern eine Menge Licht erhielte, wodurch die Entstehung eines Kernschattens am Tage unmöglich gemacht wird.

Wird ein undurchsichtiger Gegenstand z.B. A (Fig. 10.) von mehreren leuchtenden Körpern S und S'.. erleuchtet, so wirft er einem jeden gegenüber einen Schatten, wie B und C; diese sind aber bloße Halbschatten, indem der Schatten B von S und der Schatten C von S' Licht erhält.

§. 10.

B. Die Perspektive.

Auf der gradlinigen Fortpflanzung des Lichtes beruhet auch die Perspektive, d. i. diejenige Wissenschaft, welche uns lehrt, die Naturgegenstände auf einer Ebene so abzubilden, wie sie uns aus einem gegebenen Standpunkte wirklich erscheinen.

Um eine klare Vorstellung von dem perspektivischen Verfahren zu bekommen, denke man sich von allen Punkten des Umfanges eines gegebenen Gegenstandes gerade Linien zum Auge gezogen; diese Linien schneiden eine zwischen das Auge und das Objekt gestellte durchsichtige Ebene (die Zeichnungstafel); verbindet man diese Durchschnittspunkte miteinander, so erhält man den Umriß des Gegenstandes, der die perspectivische Abbildung oder die Projection genannt wird. Denn die von diesen Durchschnittspunkten in das Auge kommenden Strahlen erzeugen dieselbe Empfindung, als wären sie unmittelbar von den zugehörigen Punkten des Objekts (Fig. 11.) in das Auge gelangt. Z. B. befindet sich auf einer horizontalen Ebene M N eine geradlinige Figur, deren Seiten ad, bc, mit der Zeichnungstafel parallel laufen und ab und dc auf ihr senkrecht stehen; man ziehe von den Eckpunkten a, b, c, d, gerade Linien zum Auge O, diese durchschneiden die

Tafel in a′, b′, c′, d′, welche die Eckpunkte der abzubildenden Figur sind. Man überzeugt sich leicht, daß a′ d′ ∥ ad, und b′ c′ ∥ bc sind, und daß die Linien d′ c′ und a′ b′ in ihren entfernten Theilen dergestalt sich einander nähern, daß sie bei hinreichender Länge in der Abbildung in einem Punkte R zusammenlaufen werden. Die Ebenen abO und dcO, (die auf der Tafel senkrecht stehen, weil sie durch die auf derselben stehenden Senkrechten ab und dc gelegt sind) werden sich in der geraden OR durchschneiden, welche gleichfalls auf der Tafel senkrecht stehen muß. Hieraus ergibt sich, daß man diesen Punkt R (der Augenpunkt genannt wird) findet, sobald man vom Auge O eine Linie senkrecht auf die Tafel zieht; OR heißt die Distanz des Auges, und die Entfernung des Augenpunktes vom Boden die Höhe des Auges.

Bei Betrachtung einer Zeichnung muß man seine Stellung dort nehmen, wo der Zeichner sein Auge gestellt hatte, aus einem andern Standpunkte würde das Bild verzerrt erscheinen. Nur in dem Falle, wo der Ort der richtigen Lage ziemlich gerade vor der Zeichnung und nicht zu nahe liegt, wird es möglich die Verhältnisse im Bilde ziemlich richtig auch dann zu erkennen, wenn das Auge etwas von der richtigen Stelle abweicht.

Wird ein Gemählde an einem Gewölbe gezeichnet, so nimmt der Beobachter unten in O die Zeichnung so wahr, als wäre sie auf einer horizontalen Tafel M N. Die Bilder der gleich großen Bogen AC, AB, erscheinen auf der Tafel in ac, ab, und man sieht, daß wenn auch die Winkel, AOC, AOB, nach welchen die Größe von AC und AB, beurtheilt wird, einander gleich sind, die Theile ac und ab ungleich ausfallen; denn in dem Dreiecke cOb ist der Annahme gemäß der Winkel, COA = AOB, also der Winkel bei O halbirt, daher

$$ca : ab = cO : bO \text{ aber}$$
$$cO > bO \text{ mithin auch } ca > ab$$

Demnach müssen an dem Gemählde die unteren Theile einer Figur viel ausgedehnter gezeichnet werden, als die oberen, wenn sie dem Auge in O in richtigen Verhältnissen erscheinen sollen.

Man hat auch Bilder, die für eine ungewöhnliche Stellung des Auges gezeichnet sind, und daher dem in gewöhnlicher Lage befindlichen Auge sehr verzerrt erscheinen, man nennt sie optische Anamorphosen. Soll z. B. eine auf einer horizon-

talen Fläche gezeichnete Figur ad dem Auge in O in richtigen Verhältnissen erscheinen (Fig. 13.) wie auf der Ebene A B, die in einer gewöhnlichen Lage gedacht wird, so müssen die Theile der Figur desto ausgedehnter gezeichnet werden, je weiter sie vom Auge abstehen; so muß, $ab < bc < cd$ seyn, wenn auch die Winkel aob, boc, cod, unter welchen wir die Theile sehen, einander gleich sind.

Aus den wenigen angeführten Beispielen ist ersichtlich, daß die Wissenschaft der Perspective eine rein geometrische ist.

Die Perspective, welche sich auf die Gestalt der Körper bezieht, heißt Linear-Perspective zum Unterschiede von jener, welche die Haltung der Farbentöne lehrt und Luft-Perspective genannt wird. Es ist für sich einleuchtend, daß sie dem Mahler, Bildhauer und Architekten nothwendig ist.

§. 11.

C. Die optische Kammer.

Durch gerade fortgehende Strahlen können auch Bilder von den Gegenständen, von welchen sie ausgehen, erzeuget werden. Man denke sich ein dunkles Zimmer, wohin nur durch eine kleine im Fensterladen angebrachte runde Öffnung Licht einzudringen vermag; so wird von jedem außerhalb stehenden, hinreichend hellen Lichtpunkte A ein Lichtkegel (Fig. 14.) eindringen, dessen Durchschnitt an einer weißen, ebenen und zur Öffnung parallelen Wand als ein runder erleuchteter Kreis erscheint, welcher desto kleiner wird, je kleiner die Öffnung und der Abstand der Tafel von ihr, und je größer der Abstand der Öffnung von dem Gegenstande ist. Dieser kleine erleuchtete Kreis im Durchmesser = ab, wird das empfangene Licht, und wegen der Dunkelheit des Raumes nur dieses Licht, gleichwie der leuchtende Punkt A, nach allen Seiten ausstrahlen und so das Bild desselben darstellen. — Man wird an diesem Orte den Punkt A zu sehen glauben, weil man von da dieselben Strahlen erhält, wie von dem Punkte A selbst. Befindet sich vor der Öffnung ein leuchtender Gegenstand (er mag selbstleuchtend oder nur erleuchtet seyn) so entsteht von jedem Punkte desselben, daher von dem ganzen Gegenstande ein Bild auf der weißen Tafel.

Man sieht, daß das Bild rücksichtlich des Gegenstandes in umgekehrter Lage sich darstellt, daß ferner die runden Bilderchen der einzelnen Punkte stetig in einander übergehen, aber zum Theile übereinander fallen, und daher nicht scharf

von einander unterschieden werden können, weßwegen dem Bilde die Deutlichkeit mangelt. Wenn aber die Bilder der einzelnen Punkte durch Verkleinerung der Öffnung oder Annäherung der Tafel an den Fensterladen kleiner werden, so müssen sie sich auch mehr von einander abgesondert zeigen, und die Deutlichkeit des Bildes wird wachsen, ja sie wird einen hohen Grad erreichen, wenn man die Öffnung sehr klein macht, und die Tafel mehr an sie stellt.

Aus dem Gesagten ergeben sich die wichtigen Resultate:

1. daß die Deutlichkeit der Bilder desto größer wird, je kleiner der Raum in welchem die von einem Lichtpunkte ausgehenden Strahlen zusammenkommen;
2. daß es zur Erzielung großer Deutlichkeit für unser Auge hinreicht, wenn sich die von einem Punkte kommenden Strahlen in einem sehr kleinen Raume vereinigen; es ist dazu die Vereinigung in einem einzigen Punkte nicht schlechterdings nothwendig;
3. wird man beobachten, daß jeder Punkt im Bilde nur dann wahrgenommen wird, wenn sein Licht die zur Affektion des Auges gehörige Lichtstärke besitzt. Diese Eigenschaft heißt Klarheit oder Helligkeit des Bildes, die desto mehr zunimmt, je mehr und je intensivere Strahlen zur Entstehung der Bilder der einzelnen Punkte mitwirken und in das Auge gelangen.

In einer solchen dunklen Kammer, die man auch optische Kammer nennt, erhält man unter den angeführten Umständen eine genaue Abbildung aller außerhalb befindlichen Gegenstände sowohl nach ihrer Gestalt als Farbe, die ruhenden erscheinen in Ruhe, die sich bewegenden in Bewegung. So sehen wir, wenn recht glänzende Wolken vor der Öffnung im Fensterladen vorbeiziehen, ihr Bild auf der Tafel sich bewegen, aber in entgegengesetzter Richtung, weil sie im Bilde auf der Tafel umgekehrt erscheinen. Man sieht auch, daß man die dunkle Kammer benützen kann, um Bilder von Gegenständen abzuzeichnen.

Wir wollen hier noch einen besonderen Fall betrachten, dessen in der Folge Erwähnung geschehen wird. Es sey AB der Durchmesser der Sonnenscheibe, von welcher, mittelst der als Punkt angenommenen Öffnung m, Licht in eine dunkle Kammer geleitet wird, dann ist ac der Durchmesser des Sonnenbildes, das an der Tafel erscheint. Setzt man ac = x

und a gleich der Entfernung der Tafel von der Öffnung (zugleich die Höhe des Dreyecks amc), D = dem Winkel AmB = amc unter dem der Durchmesser der Sonne gesehen wird, so hat man, weil das Dreyeck amc als ein gleichschenkeliges angenommen werden kann:

$$x = 2\,a\ \text{tang.}\ \frac{D}{2}$$

Wäre aber der Durchmesser der Öffnung mn = d, so dringt von jedem Punkte der Sonnenscheibe ein Lichtkegel ein, und das Sonnenbild an der Tafel erleidet folgende Veränderungen.

1. Wird jetzt der Durchmesser desselben um cd größer, und da die geraden Linien mc und nd als parallel angenommen werden können, so ist cd = mn = d folglich der Durchmesser des Sonnenbildes gleich:

$$d + 2\,a\ \text{tang.}\ \frac{D}{2}$$

2. Die Erleuchtung wird nicht in der ganzen Ausdehnung gleich intensiv seyn, sondern die Mitte bc, welche von allen Punkten der Sonnenscheibe Licht erhält, wird am hellsten gesehen; die Stellen außerhalb b und c welche nur von den dem Sonnenrande näher liegenden Punkten erleuchtet werden, erscheinen desto schwächer, je weiter sie von der Mitte entfernet liegen, so daß die Räume ab und dc gleichsam im Halbschatten sich befinden.

Solche Sonnenbilder sieht man häufig da, wo die Sonne durch das Laub der Bäume scheint. Sie sind von runder Gestalt und dieß selbst auch bei nichtrunden Öffnungen im Laube, wenn letztere sehr klein sind.

Läßt man direktes Sonnenlicht durch eine Öffnung in eine dunkle Kammer treten, so erscheint der ganze Raum, durch den die Strahlen gehen, erleuchtet; dieß kommt daher, weil das Licht die in der Luft schwebenden Staubtheilchen beleuchtet, und dadurch jedes wie einen Lichtpunkt sichtbar macht. —

§. 12.

D. Abnahme der Erleuchtungskraft mit der Entfernung von der Lichtquelle.

Der geradlinige Fortgang des Lichtes und die daraus

hervorgehende Divergenz der Lichtstrahlen verursacht, daß die Erleuchtung einer Fläche mit der Entfernung abnehmen muß. So können wir beim Scheine einer Kerzenflamme in einer gewissen Distanz gut lesen; aber dieß wird nicht mehr möglich seyn, wenn die Distanz bedeutend vergrößert wird.

Das Gesetz dieser Abnahme der Erleuchtung ergiebt sich aus folgender Betrachtung. Befindet sich im Mittelpunkte S einer Hohlkugel ein Lichtpunkt, so treffen dessen Strahlen die innere Kugelfläche in allen Punkten senkrecht, und erzeugen überall eine gleichförmige Erleuchtung, es mag die Kugelfläche dem Mittelpunkte näher oder entfernter liegen. Nennen wir J die Stärke der Erleuchtung, wenn der Halbmesser und also auch die Entfernung der inneren Kugelfläche gleich der Einheit ist, und nehmen wir eine concentrische Kugelfläche, deren Halbmesser $= D$ ist, so erscheint letztere von derselben Lichtmenge erleuchtet, wie die erstere, darum wird die Erleuchtung in dem Maße schwächer, in welchem ihre Größe zunimmt; aber die Kugelfläche ist dem Quadrate ihres Halbmessers proportionirt, folglich wird die Erleuchtung im Verhältniße des Quadrates des Halbmessers, oder was dasselbe ist, der Entfernung vom leuchtenden Punkte abnehmen. In diesem Falle ist die Stärke der Erleuchtung

$$= \frac{J}{D^2} \quad (1)$$

Die Größe J ist der Intensität des von jedem physischen Punkte ausgehenden Lichtes proportionirt, sie ist das Maß der Erleuchtungskraft desselben, und wird auch der wirkliche Glanz des leuchtenden Gegenstandes genannt.

Nach diesem Gesetze kann man das Verhältniß der durch die Sonne an den Planeten erzeugten Erleuchtungen ausmitteln.

Der Planet Jupiter ist fünf Mal so weit als die Erde von der Sonne entfernt, daher wird eine Fläche, die am Jupiter den Sonnenstrahlen senkrecht dargebothen wird, nur 1/25 so stark erleuchtet seyn, als auf der Erde, und weil die Entfernung der Venus von der Sonne nur 3/4 von jener der Erde beträgt, so ist dort die Erleuchtung 16/9 oder beinahe zwei Mal so stark als auf der Erde.

§. 13.

Fortsetzung.

1) Ist die Lichtquelle nicht ein Punkt, sondern ein Körper, so muß die Erleuchtung einer dunklen Fläche unter übrigens gleichen Umständen mit der Anzahl der Theilchen wachsen, von denen sie Licht erhält; aber ihre Anzahl wird durch den Flächeninhalt von demjenigen Theile der Oberfläche des leuchtenden Körpers dargestellt, welcher der erleuchteten Fläche zugekehrt ist, oder durch den körperlichen Inhalt selbst, falls der leuchtende Körper durchsichtig ist. Somit wird sich die Stärke der Erleuchtung, unter übrigens gleichen Umständen, wie der Inhalt der gleichförmig glänzenden Oberfläche verhalten. —

Ist daher der Inhalt = A, so ist in diesem Falle die Stärke der Erleuchtung

$$= \frac{A\ J}{D^2} \quad (2)$$

d. h. die Stärke der Erleuchtung ist dem Flächeninhalt der leuchtenden Oberfläche, multiplizirt mit der Intensität der Erleuchtungskraft, und dividirt durch das Quadrat der Entfernung der erleuchteten Fläche, proportionirt.

2) Jedoch finden diese Schlüsse nur in dem Falle volle Anwendung, wenn die Lichtstrahlen senkrecht auffallen. Wird die erleuchtete Fläche in einer geneigten Lage dem Lichte ausgesetzt, so erscheint die Erleuchtung schwächer, wie wir uns täglich beym Lesen eines Buches bey Kerzenlicht überzeugen können.

Man denke sich den erleuchteten Gegenstand in unendlich kleine Theile getheilt, (Fig. 16.) und stelle AB einen solchen gegen das Licht geneigten Theil vor, so wird AB von derselben Lichtmenge erleuchtet, wie der kleinere senkrechte Durchschnitt AC. Sobald das Licht über eine größere Fläche verbreitet wird, muß die Erleuchtung schwächer werden, und zwar in dem Verhältniße, in welchem die Fläche größer ist; aber $AB : AC = 1 : \sin. x$, wo x zugleich den Neigungswinkel der Strahlen bezeichnet, mithin nimmt die Stärke der Erleuchtung des Elementes in dem Verhältnisse ab, in welchem der sinus des Neigungswinkels der auffallenden Strahlen abnimmt. Heißt die Erleuchtungsstärke des geneigten Elementes E, je-

ne des senkrechten Durchschnittes (dem vorhergehenden gemäß) $\frac{AJ}{D^2}$, so hat man:

$$E : \frac{AJ}{D^2} = \sin.\ \alpha : 1,\ \text{also}\ E = \frac{AJ}{D^2} \sin.\ \alpha.\ (3)$$

Bezeichnet L die absolute Lichtmenge, die von einer leuchtenden Oberfläche $= A$ nach einer gegebenen Richtung ausgeht, und welche die absolute Helligkeit genannt werden kann, so ist $L = AJ$ und daher die Intensität der Erleuchtung eines Elementes der Oberfläche gleich: $\frac{L}{D^2}$. $\sin.\ \alpha$.

Von den angeführten Gesetzen lassen sich manche interessante Anwendungen machen. So läßt sich folgende Aufgabe mit Leichtigkeit auflösen:

Eine kleine weiße Fläche liegt horizontal auf einem Tische, und wird von einem Lichte A (Fig. 22.) erleuchtet, welches in einer gegebenen Entfernung von C sich befindet, man frägt um die Höhe der Lichtflamme über dem Tische, damit C die größte Erleuchtung bekomme?

Die Erleuchtung von C wird bei einer größeren Höhe des Lichtes wegen des größeren Abstandes wohl schwächer, aber wegen des kleineren Neigungswinkels des Strahles A C wieder stärker werden; daher gibt es eine gewisse Höhe, bei welcher die Erleuchtung ein Maximum wird. Die Rechnung lehrt daß die Höhe $AB = 0.\ 707.\ BC$, also nahe $\frac{7}{10}$ des horizontalen Abstandes der Fläche von dem Lichte beträgt.

Mathematisch wird diese Aufgabe auf folgende Art gelöst. Ist y die Intensität der Erleuchtung in C und $AC = a$, $BC = b$, der Winkel $ACB = \phi$, so ist $y = \frac{L}{a^2}.\ \sin.\ \phi$, und $\sin \phi = \frac{\sqrt{(a^2 - b^2)}}{a}$, so ist $y = \frac{L}{a^3}\sqrt{(a^2 - b^2)}$. Nun wird $\frac{L}{a^3}.\sqrt{(a^2 - b^2)}$ ein Maximum, wenn $\frac{\sqrt{(a^2 - b^2)}}{a^3} = \frac{\sqrt{(1 - \frac{b^2}{a^2})}}{a^2}$ $= U$ es wird.

Setzt man nun $\frac{b^2}{a^2} = x$, also $a^2 = \frac{b^2}{x}$, so hat man

$U = \frac{x\sqrt{(1-x)}}{b^2}$, und $U^2 = \frac{x^2-x^3}{b^4}$.

Es ist also zu untersuchen, in welchem Falle $x^2 - x^3$ ein Maximum wird, indem b^4 constant ist.

Es sey $V = x^2 - x^3$, und c der Werth von x fürs Maximum, das Maximum sey W, also $W = c^2 - c^3$. Setzt man $x = c + w$, so ist $V = (c+w)^2 - (c+w)^3$, also $V = c^2 - c^3 + w\,(2c - 3c^2) + w^2\,(1-3c) - w^3$. Es soll nun für jeden noch so kleinen positiven oder negativen Werth von w, $W > V$ seyn; allein dieses kann nur dann statt finden, wenn der Coefficient von w gleich Null, und der von w^2 negativ ist. Soll also c der Werth fürs Maximum seyn, so muß $2c - 3c^2 = 0$ und $1 - 3c$ negativ seyn; die erste Gleichung gibt $c = \frac{2}{3}$, welcher Werth den Ausdruck $1 - 3c$ wirklich negativ macht; daher ist $x^2 - x^3$ für $x = \frac{2}{3}$ ein Maximum, also ist es auch U und y für $a = b\sqrt{\frac{3}{2}}$. Für diesen Fall ist aber die Höhe $AB = \frac{a}{\sqrt{2}} = \frac{b}{1{,}414} = 0.707.b$. Wäre z. B. $b = 10$ Zoll, so ist $AB = 7{\cdot}07$ Zoll und der Winkel ϕ nahe 35°.

§. 14.

Fortsetzung.

Es ist eine allgemein bekannte Thatsache, daß uns die Gegenstände desto kleiner erscheinen, je weiter sie von uns entfernt stehen. Wir beurtheilen nämlich die Größe eines Körpers nach dem Winkel, den die von seinen Gränzen nach dem Auge gezogenen geraden Linien mit einander bilden; dieser Winkel heißt der Gesichtswinkel, Sehwinkel oder die scheinbare Größe des Körpers.

Denke man sich eine Ebene, z. B. ein Rechteck abcd dem Auge O gegenüber gestellt (Fig. 17.), und ziehe von den Endpunkten der Gränzlinien gerade Linien nach dem Auge, so erhält man eine Pyramide, deren Basis das Rechteck und deren Spitze das Auge ist; verlängere man die Seiten derselben, und führe eine Ebene parallel zu abcd, so ist der Durchschnitt ABCD ein dem abcd ähnliches Rechteck, das dem Auge

von derselben Größe erscheint als abcd, weil seine Dimensionen unter denselben Sehwinkeln gesehen werden. Nun ist aus der Natur der Pyramide bekannt; daß

$$ABCD : abcd = OF^2 : OE^2,$$

wo OF die Höhe der Pyramide, und zugleich die Entfernung der Ebene ABCD vom Auge bedeutet. Hieraus folgt, daß wenn die scheinbare Größe einer Fläche bei jeder Entfernung vom Auge dieselbe bleiben soll, die Fläche in einem quadratischen Verhältnisse mit der Entfernung vom Auge wachsen muß; demnach nimmt die scheinbare Größe (= w) irgend einer ebenen Fläche (= A) im quadratischen Verhältnisse mit der Entfernung (= D) ab, so daß man hat

$$w = \frac{A}{D^2};$$

aber wir fanden im §. 13. $E = \frac{AJ}{D^2} \sin.\alpha$, folglich ist auch $E = w\,J. \sin.\alpha$. d. h. Man findet die Stärke der Erleuchtung eines Gegenstandes, wenn man die scheinbare Größe der leuchtenden Fläche mit der Intensität der Erleuchtungskraft und mit dem sinus des Neigungswinkels der Strahlen multiplizirt.

Hieraus ersehen wir, daß bei gleicher scheinbarer Größe, gleichem Glanze des leuchtenden Gegenstandes, und bei derselben Neigung der auffallenden Strahlen, auch die Erleuchtung dieselbe bleibt. Diejenige Lichtmenge, welche von dem leuchtenden Gegenstande in unser Auge dringt, und das Bild, welches auf der Netzhaut entsteht, erleuchtet, heißt man seine scheinbare Helligkeit, und wird diese mit der scheinbaren Größe des leuchtenden Gegenstandes dividirt, so gibt der Quotient die Lichtmasse, welche von einer scheinbaren Flächeneinheit z. B. von einer Quadratlinie in unser Auge gelangt, und der scheinbare Glanz des Gegenstandes genannt wird.

Unser Auge biethet dem auffallenden Lichte nur eine bestimmte Fläche dar, deren Erleuchtung und folglich die scheinbare Helligkeit (= μ) im geraden Verhältnisse mit der absoluten Helligkeit des leuchtenden Gegenstandes, und im verkehrten des Quadrates seiner Entfernung steht; so daß man hat (sieh Gleichung (2) §. 13.)

$$\mu = \frac{AJ}{D^2} \text{ oder}$$

$$\mu = w\,J, \text{ d. h.}$$

die scheinbare Helligkeit steht im geraden Verhältnisse mit der scheinbaren Größe des leuchtenden Gegenstandes.

Ist i der scheinbare Glanz des leuchtenden Gegenstandes, so ist:

$$i = \frac{\mu}{w} \text{ oder}$$

$$\mu = wi$$

woraus sich ergibt J = i, d. h. der scheinbare Glanz bleibt bei allen Entfernungen derselbe, und richtet sich bloß nach dem wirklichen Glanze der Lichtquelle. Die Richtigkeit dieses Satzes setzt aber voraus, daß die Schwächung, welche das Licht beim Durchgange durch verschiedene Mittel erleidet, unberücksichtiget bleibe.

Ein Beispiel soll das Gesagte deutlicher machen. Man denke sich eine Lichtflamme in eine 10 Mal größereEntfernung gebracht, so erscheint sie offenbar 100 Mal kleiner, und deßhalb wird die Erleuchtung der ganzen Lichtflamme sowohl, als z. B. einer Quadratlinie nur ein Hundertel von ihrer Erleuchtungsfähigkeit in der einfachen Entfernung betragen; allein der Theil der Lichtflamme, der in der zehnfachen Entfernung noch als eine Quadratlinie gesehen wird, muß hundertmal größer seyn, als derjenige, der in der einfachen Entfernung als eine Quadratlinie erscheint; er muß demnach 100 Quadratlinien betragen, und das von diesem Theile kommende Licht um das Hundertfache stärker seyn. Vereinigt man beide Umstände, so ergibt sich, daß die Lichtstärke des als eine Quadratlinie erscheinenden Theiles in der zehnfachen Entfernung dieselbe ist, wie in der einfachen. So erscheint den Saturnbewohnern die Sonne im Durchmesser 10 Mal kleiner als uns; deßwegen wird bei übrigens gleichen Umständen die Erleuchtung hundertmal kleiner seyn, als auf der Erde, aber die scheinbar gleichen Flächentheile der Sonnenscheibe werden eben so blendend vorkommen als uns Erdbewohnern.

§. 15.

Fortsetzung.

Nun ist die Frage zu entscheiden, ob die Intensität aller, vom leuchtenden Körper nach was immer für Richtungen ausgehenden Strahlen dieselbe sey, oder ob sie von der Neigung

abhänge, welche der Strahl gegen die Oberfläche an dem Ausstrahlungspunkte hat, und welche der **Ausflußwinkel** des Lichtstrahles genannt wird. Die Erfahrung biethet uns zur Entscheidung der Frage folgende Thatsachen: Die Sonne erscheint in ihrer ganzen Ausdehnung, in der Mitte so wie am Rande in gleichem Glanze, und doch sind wegen ihrer Kugelgestalt, die Theile die unter gleichem Sehwinkel gesehen werden, desto größer, je weiter sie von der Mitte entfernt liegen. So wird ein glühender Cylinder von Eisen oder Silber in einem verfinsterten Zimmer in der Mitte, wo er am erhabensten und dem Auge am nächsten ist, eben so glänzend erscheinen, als am Rande. So ist auch der Glanz einer glühenden viereckigen Stange bei jeder Stellung gegen das Auge immer derselbe. Da in allen diesen Fällen die unter gleichen Sehwinkeln erscheinenden Theile von der Mitte an gegen die Ränder an Größe zunehmen, so muß auch die Lichtmenge, welche sie dem Auge zuschicken, auf dieselbe Weise zunehmen; weil aber ungeachtet der Zunahme der ausströmenden Lichtmenge gegen den Rand zu, die Wirkung dieselbe bleibt, so muß auch die Intensität der Lichtstrahlen dieser seitwärts liegenden Theile in demselben Verhältnisse abnehmen, als ihre Größe beträchtlicher wird. Es sey EF (Fig. 18.) ein Theil des kreisförmigen Durchschnittes eines kugelförmigen oder cylindrischen leuchtenden Körpers; AB, BC, CE unendlich kleine Elemente die unter demselben Sehwinkel α gesehen werden; so hat man

$$AB : AO = \sin. \alpha : \sin. ABO \text{ und}$$
$$BC : BO = \sin. \alpha : \sin. BCO$$

da die geringen Unterschiede in den Entfernungen der einzelnen Elemente vernachlässigt werden können, so ist $AO = BO$ folglich $AB : BC = \sin. BCO : \sin. ABO$.

Die Theile der leuchtenden Oberfläche, sind demnach verkehrt, und mithin die Intensität ihrer Strahlen gerade den Sinussen der Ausflußwinkel proportionirt.

Den Grund dieser Erscheinung sucht man darin, daß der schief ausfahrende Strahl nicht von der Oberfläche des leuchtenden Elementes, sondern aus dessen Innerem komme, und daher einen desto größeren Weg zurückzulegen habe, je schiefer er heraustritt. Da aber, wie wir bald sehen werden, der Lichtstrahl bei seinem Durchgange durch ein Mittel eine Schwächung erleidet, die mit der Länge des Weges zu-

nimmt, so kommt es, daß der schief ausgehende Strahl eine geringere Intensität hat.

Die vorhergehenden Lehrsätze dürften durch einige Anwendungen viel an Deutlichkeit gewinnen, darum sollen hier zwei Aufgaben aus Lamberts Photometrie angeführt werden.

1. Es soll die Erleuchtung L eines Ortes bestimmt werden, in dessen Zenith eine leuchtende Kugel z. B. die Sonne oder der Mond sich befindet.

Es sey A der Ort, C dessen Zenith (Fig. 19.) und der Mittelpunkt der Kugel, die als ein leuchtender Kreis erscheint, dessen scheinbarer Halbmesser BAC $= r$ und J die Intensität seiner Erleuchtungskraft seyn soll. Man suche zuerst die Erleuchtung, die das Element mnop im Punkte A bewirkt, und setze zu diesem Behufe den Winkel CAn $= z$, so ist mn $= dz$, und Cn $= \sin. z$, weil An $= 1$ gesetzt werden kann, indem auf die Entfernung keine Rücksicht genommen zu werden braucht. Ist der unendlich kleine Winkel nCp $= d\phi$, und mithin der kleine Bogen np $= d\phi \sin. z$, so ist die Erleuchtung durch das Element mnop $= Jdzd\phi \cos. z \sin. z$, weil cos z dem sinus des Neigungswinkels gleich ist, unter welchem die Strahlen den Ort A treffen. Dasselbe findet statt bei allen Elementen des Ringes, dessen scheinbarer Halbmesser sin. z ist; demnach erhielt man die durch diesen Ring erzeugte Erleuchtung, indem man den Ausdruck der Erleuchtung für ein Element in Beziehung auf ϕ integrirt, und das Integral von $\phi = o$ bis $\phi = 2\pi$ ausdehnt, dieß gibt

$$2\pi \, J \, d \, z \sin. z \cos. z.$$

Wird dieser Ausdruck in Beziehung auf z innerhalb der Gränzen $z = o$ bis $z = r$ integrirt, so gibt das gefundene Integral

$$\pi \, J \sin^2. r = L.$$

die Erleuchtung, die durch die ganze Scheibe in A hervorgebracht wird. Man sieht, daß sie bei derselben Intensität der Erleuchtungskraft dem Quadrate des sinus vom scheinbaren Halbmesser proportionirt ist.

Folgerungen. Weil $\pi. \sin^2. r$ die scheinbare Größe einer leuchtenden Scheibe ausdrückt, so ist die Erleuchtung des Ortes A eben so groß, als wenn die gesammte Lichtmenge $\pi \, J \sin^2. r$ von dem Mittelpunkte allein ausginge. Dasselbe gilt von einer Kugel deren scheinbarer Halbmesser r ist. Nähme die leuchtende Kugel von A aus gesehen, die ganze Halbkugel am Himmel ein, wie es geschehen würde, wenn BC unendlich groß, oder Ac unendlich klein wäre, so müßte $r = 90^\circ$ gesetzt werden, und daher wäre die Erleuchtung in A, die wir L′ nennen wollen:

$$L' = \pi \, J \text{ mithin}$$

$$L' = \frac{L}{\sin^2. r};$$

da nun der scheinbare Halbmesser der Sonne $= 16'$ und $\frac{1}{\sin^2. 16'} = 46166$, so ist $L' = 46166 \, L$, d. h. die Erleuchtung, welche eine mit der Sonne in Berührung gebrachte Ebene von ihr erhält, ist eben so groß, als die einer Ebene an der Oberfläche der Erde, welche von

der ganzen Halbkugel des Himmels erleuchtet würde, wenn dieser denselben Glanz als die Sonne besäße; sie wäre beinahe 50,000 Mal größer als die Beleuchtung der Erdoberfläche zur Mittagszeit am Aequator, wo die Sonne im Zenith steht.

2. Man verlangt die Erleuchtung eines Ortes, welche die nicht im Zenith stehende Kugel hervorbringt.

Es sey DEF die kreisförmig erscheinende Kugel (Fig. 20.), die man sich in unendlich schmale concentrische Ringe, und diese wieder in unendlich kleine Rechtecke wie mnop zerlegt denkt; z sey der Zenith zG = a ist die Zenithdistanz des Mittelpunktes G und Zm = z, die des Elementes mnop; der Winkel GAm = x und Gm = sin. x, der scheinbare Durchmesser der Kugel EFD = r, zGm = φ und mGn = $d\varphi$.

Da die Größe des Elementes mnop gleich ist $d\varphi dx \sin. x$, so ist die dadurch bewirkte Erleuchtung des Ortes A gleich

$$Jd\varphi dx \sin. x. \cos. z,$$

wo cos. z der sinus des Winkels mAB ist, unter welchem die von dem Elemente ausfahrenden Strahlen auf A fallen. Die Erleuchtung durch den ganzen Ring ist

$$\int Jd\varphi dx. \sin. x. \cos. z.$$

genommen in Beziehung auf φ, und die Erleuchtung durch die ganze Kugel ist

$$\int\int Jd\varphi. dx. \sin. x. \cos. z,$$

wo die zweite Integration rücksichtlich des x zu geschehen hat.

Aus dem sphärischen Dreyecke zGm erhält man

$$\cos. z = \cos. a \cos. x. + \sin. a \sin. x \cos. \varphi,$$

mithin, wenn wir wieder die gesuchte Erleuchtung L nennen

$$L = \int\int Jd\varphi. dx. \sin. x. (\cos. a \cos. x + \sin. a. \sin. x \cos. \varphi)$$

Verrichtet man die erste Integration innerhalb der Gränzen $\varphi = o$ und $\varphi = 2\pi$ so ist

$$L = 2\pi J \cos. a \int dx \sin. x \cos. x$$

und nimmt man das zweite Integral von x = o bis x = r, so ist

$$L = \pi J \cos. a. \sin^2. r.$$

woraus zu ersehen ist, daß die Erleuchtung, welche die in einer bestimmten Höhe über dem Horizonte befindliche Kugel in einem Orte hervorbringt, gefunden wird, indem man die, durch die im Zenith stehende Kugel, erzeugte Erleuchtung mit dem Cosinus der Zenithdistanz multiplizirt.

§. 16.

Photometer.

Um den Grad der Erleuchtung zu messen, hat man eigene Werkzeuge, die man Photometer (φως Licht μετρεω messen) nennt. Diese Lichtmessungen unterliegen besonderen Schwierigkeiten; denn

a) der Maßstab muß eine unveränderliche Größe seyn; aber wir kennen kein Licht, dessen Intensität zu allen Zeiten und Umständen unveränderlich bliebe, und wir sind jedes-

mal, so oft wir photometrische Untersuchungen anstellen, genöthigt, irgend ein für die Dauer derselben möglichst gleichförmiges Licht als Einheit anzunehmen.

b) Der Maßstab soll auch mit der zu messenden Größe gleichartig seyn; nun lehrt die Erfahrung, daß die Färbung des Lichtes äußerst mannigfaltig ist, so daß es schwer hält, zwey ganz gleichfärbige leuchtende oder erleuchtete Körper zu finden, und jede Farbenverschiedenheit begründet eine Art von Ungleichartigkeit. Dieß ist eine nicht leicht zu hebende Schwierigkeit.

c) Wir können über den Grad der Erleuchtung nur nach dem Eindrucke urtheilen, den sie in unserem Auge hervorbringt; aber unser Auge erfreut sich nicht der Fähigkeit, bei der Betrachtung zweier erleuchteter Flächen zu entscheiden, wie viel Mal die eine mehr als die andere erleuchtet ist. Glücklicher Weise besitzt es die Fähigkeit die Gleichheit oder Ungleichheit zweier zugleich gesehener Erleuchtungen mit Sicherheit zu erkennen; deßwegen müssen bei allen photometrischen Bestimmungen die mit einander zu vergleichenden Erleuchtungen zur Gleichheit gebracht werden.

Die gebräuchlichsten Photometer sind:

1) Das Photometer von Rumford, welches aus einer vertikal stehenden weißen Fläche besteht, vor welcher in der Entfernung von einigen Zollen ein undurchsichtiger Körper z. B. ein etwa $\frac{1}{2}$ Zoll dicker cylindrischer schwarzer Stock gestellt wird. Will man nun die Erleuchtungskraft zweier Flammen z. B. eines Wachslichtes und einer Lampe vergleichen, so gibt man ihnen eine solche Lage, daß die beiden Schatten des Stockes auf der weißen Fläche nahe neben einander erscheinen. Auch ist es nöthig, daß sich die Flammen, so viel möglich, in gleicher Höhe befinden. Das Auge erkennt leicht, ob die Dunkelheit der beiden Schatten gleich oder ungleich sey. Im Falle der Ungleichheit entfernt man das stärkere Licht von der Tafel, oder nähert ihr das schwächere, bis die Schatten gleich dunkel erscheinen, dann ist die Erleuchtung von beiden Lichtern gleich, und man kann behaupten, daß dasjenige, welches in der größeren Entfernung dieselbe Erleuchtung erzeugte, wie das zweite in einem geringeren Abstande, eine größere Erleuchtungskraft besitze; auch sieht man leicht, daß die Erleuchtungs-

kräfte beider Flammen gerade so, wie die Quadrate ihrer Entfernungen von der Tafel sich verhalten müssen.

2) Ritchie's Photometer besteht aus einem rechtwinkligen Kasten (Fig. 21.) ABCD von ungefähr $1\frac{1}{2}$ bis 2 Zoll ins Gevierte, der auf beiden Seiten offen, und um das fremde Licht zu absorbiren, inwendig geschwärzt ist. Er enthält im Inneren zwei glatte weiße Papierflächen a und b, die aus demselben Stücke geschnitten, gegen einander um 90°, gegen die Seiten des Kastens um 45° geneigt sind, und denen gegenüber eine Öffnung EG sich befindet. An diese Öffnung wird eine inwendig geschwärzte Röhre EG angebracht, vermittelst welcher alles fremdartige Licht, wodurch ein fehlerhaftes Resultat herbeigeführt werden könnte, vom Auge ausgeschlossen wird. Beim Gebrauche bringt man das Photometer zwischen die beiden zu prüfenden Lichter, so daß jede Papierfläche von einem Lichte erleuchtet wird; hierauf wird das Instrument dem einen oder dem anderen so lange näher gerückt, oder von demselben entfernt, bis das Auge, welches am Ende der Röhre EG ruht, an beiden Papierflächen eine gleiche Beleuchtung wahrnimmt. Ist die gleiche Helligkeit erreicht, so werden die Entfernungen der Lichter von der Mitte des Instrumentes gemessen, indem die Erleuchtungskräfte der leuchtenden Körper den Quadraten dieser Entfernungen proportionirt sind.

1. Um genaue Resultate zu bekommen, soll man das Instrument um seine Achse drehen, bald diese bald die andere Papierfläche einem Lichte gegenüber stellen, jedesmal die Gleichheit der Beleuchtungen herstellen, die Bemessung vornehmen, und das arithmetische Mittel der verschiedenen Bestimmungen nehmen.

2. Es ist vortheilhaft an der Öffnung EG eine Convexlinse anzubringen, und mittelst derselben die erleuchteten Flächen anzuschauen.

3 Sind die zu vergleichenden Lichtarten verschiedenfarbig, so ist es schwer die Entfernung zu finden, bei der eine gleiche Beleuchtung eintritt. Aus mehreren Beobachtungen läßt sich ein Mittelwerth finden, der sich dem wahren Werthe stark nähert.

4. Will man den Glanz mehrerer Lichtarten vergleichen, so muß man durch Schirme mit Öffnungen zu bewirken suchen, daß von jeder Lichtart nur eine gleiche Größe zur Vergleichung genommen werde.

Beim Gebrauche der Photometer hat man insbesondere noch zu beobachten:

1. Daß die Erleuchtung nicht so stark sey, daß sie blenden würde, aber auch nicht so schwach, daß man das Auge anstrengen müßte;

2. die erzeugten Beleuchtungen müssen auf Einmal mit demselben Auge betrachtet werden.

3. Alles andere Licht außer dem der zu vergleichenden Flächen muß weggeschafft werden.

§. 17.

Fortsetzung.

Außer den angeführten Photometern gibt es auch mehrere andere, die weniger im Gebrauche sind. Lampadius maß die Lichtstärke nach der Anzahl der Schichten eines undurchsichtigen Körpers, die zwischen das Auge, und das zu prüfende Licht bis zur Unsichtbarkeit gestellt werden. Saussüre bediente sich auf seiner Reise in den Alpengebirgen des wässerigen Chlors, und schätzte die Lichtstärke nach der Menge von Sauerstoffgas, das sich durch Einwirkung des Lichtes aus dem wässerigen Chlor entwickelt.

Landriani nahm eine mit Hornsilber bestrichene Papierscheibe, und bedeckte sie mit einer undurchsichtigen, worin nur ein Ausschnitt sich befand, der nach Verlauf einer oder einer halben Stunde mittelst eines Uhrwerks um eine Stelle weiter gerückt wurde. Die dem Lichte ausgesetzten Stellen der bestrichenen Scheibe werden desto dünkler gefärbt, je intensiver das Licht während der Zeit der Einwirkung war.

Leslie's Photometer ist ein Differential-Thermometer, dessen eine Kugel geschwärzt ist, oder in Ermanglung dessen zwei Thermometer, wo die Kugel des einen schwarz angestrichen wird. Je intensiver das Licht, desto mehr wird die Temperatur der schwarzen Kugel, die das Licht absorbirt steigen. Aus dem Temperaturunterschiede beider Kugeln wird der Grad der Lichtstärke beurtheilt.

Man bedient sich der Photometer, um die Intensitäten verschiedener Beleuchtungsarten, z. B. der Gas-, Kerzen- und Lampenlichter zu vergleichen, und ihre Veränderungen während des Brennens zu erfahren, und so zum Resultat zu gelangen, welches Verfahren der Verbrennung das meiste Licht mit den verhältnißmäßig wenigsten Kosten gewährt.

Mittelst der Photometer können auch die §. 12. aufgestellten Gesetze über die Erleuchtung bestättiget werden.

Die bisher angegebenen Photometer gewähren keine wünschenswerthe Genauigkeit, und doch ist das Bedürfniß, die Intensität des Lichtes mit Genauigkeit zu bestimmen, sehr groß geworden, deshalb ist in neuester Zeit die Erfindung eines richtigen Photometers der Gegenstand mehrseitiger Bemühungen gewesen. Über die Photometer von de Maistre, Quetelet sieh Pogg. Annalen. Bd. 29. S. 186. Herr Alex. von Humbold gab ein Instrument zur Messung der Lichtstärke der Gestirne an, Astrometer genannt. Pogg. Bd. 29. S. 484. Über ein Photometer von Potter sieh: Pogg. B. 29. S. 487.

§. 18.

Die allgemeinsten Veränderungen, die das Licht bei Änderung des Mittels erleidet.

Wenn der Lichtstrahl irgend einen Körper, (ein anderes ungleichartiges Mittel) antrifft, so erleidet er mehrere Veränderungen in der Richtung, Geschwindigkeit und Intensität, aber auch solche, wodurch er ganz neue Eigenschaften erlangt, die er früher nicht besaß.

1) Jeder Lichtstrahl wird an der Trennungsfläche zweier verschiedenartiger Mittel in zwei Theile getheilt, wovon der eine in das frühere Mittel zurückkehrt, der andere aber in das neue Mittel eintritt.

2) Von dem ersteren Lichtantheil wird ein Theil von dem Auffallspunkte der Trennungsfläche nach allen Seiten zerstreut; und dadurch dieser Punkt sichtbar gemacht; der übrige Theil wird regelmäßig nach einer bestimmten Richtung zurückgeworfen, und erzeugt in dieser Richtung ein Bild des Lichtpunktes, von dem der Strahl ausgegangen ist. Wir wollen diese regelmäßige Zurückwerfung (Spiegelung) allezeit Reflexion nennen.

Von der Wahrheit des Gesagten kann man sich durch folgenden einfachen Versuch überzeugen: Man leite einen cylindrischen Lichtbüschel in ein finsteres Zimmer, und lasse ihn auf eine etwas dickere Glastafel in einer schiefen Richtung fallen, so sieht man einen Theil davon ins Innere nach BF eintreten (Fig. 23.), und bei F in der Richtung Fy herausfahren; ein anderer Theil wird in einer bestimmten Richtung Bx zurückgeworfen; und weil die Stelle B, wo das Licht die Gränze beider Mittel trifft, von allen Seiten sichtbar erscheint, so muß sie offenbar einen Theil des auffallenden Lichtes allseits zerstreuen, so wie es bei einem selbstleuchtenden Körper geschieht.

3) Diejenige Lichtquantität, welche in das neue Mittel eingedrungen ist, erleidet in demselben eine regelmäßige Ablenkung in ihrer geradlinigen Richtung, die man Brechung nennt, und deren Größe von der Natur des Körpers und von seiner Dichte abhängt. Die Größe der Ablenkung bestimmt das Brechungsvermögen des Körpers, welches desto größer geschätzt wird, je bedeutender die erlittene Ablenkung ist. Theilt sich ein Lichtbündel bei der Brechung in zwei besondere Bündel, so nennt man die Brechung eine doppelte.

4) Der regelmäßig gebrochene Theil des weißen Lichtes z. B. des Sonnenlichtes erfährt bei der Brechung zugleich eine Veränderung, wobei er sich in eine Menge Strahlen theilt, deren jeder eine andere Ablenkungsfähigkeit (Brechbarkeit) äußert, und im Auge eine andere Farbenempfindung erzeugt. Diese Erscheinung heißt Farbenzerstreuung (Dispersion). Licht von derselben Brechbarkeit hat auch dieselbe Farbe, und wird gleichartiges Licht genannt.

5) Gelangt der gebrochene Lichtstrahl an eine zweite Gränzfläche des Mittels, so erleidet er dieselbe Theilung wie beim Eintritte; folglich wird abermals ein Theil austreten, der andere gegen die erste Gränze reflectirt, und hier von neuem getheilt u. s. w. Hieraus ist ersichtlich, daß in jedem Mittel ein Theil des eingedrungenen Lichtes zurückbleiben muß, man sagt, das Mittel verschlucke (absorbire) einen Theil des Lichtes. Da die Molecüls eines Körpers kein Continuum bilden, sondern durch Zwischenräume von einander getrennt sind, und da in jedem Körper auch Bläschen oder ungleichartige (wenigstens ungleich dichte) Theile sich befinden, so muß der durchgehende Strahl fast in jeder Stelle eine theilweise Zerstreuung und Reflexion erfahren, und dadurch eine große Schwächung auf seinem Wege erleiden. Folgender Versuch soll dieß verdeutlichen: Man leite einen intensiven Lichtstrahl in ein dunkles Zimmer auf ein ziemlich langes dickes und reines Glasprisma MN (Fig. 23.), und man findet, daß der Strahl den Weg ABFCGDHEJ nimmt, und daß auch bei B, C, D, E, F, G, H, J, Theile desselben in die Luft treten. Zugleich wird das Glasprisma im Inneren in allen seinen Punkten sichtbar; ein Beweis, daß das Licht von einem jeden Punkte zerstreut, und die an der äußersten Gränze sichtbare Theilung des Lichtstrahls fast in jeder Stelle im Inneren wiederhohlt wird. Diese Abnahme der Intensität, die ein durch ein Mittel gehender Strahl erfährt, heißt die Verschluckung (Absorption).

Auf der Schwächung des Lichtes durch mehrmalige Reflexion beruht Quetelets Photometer, so wie auch eine von Brewster erfundene Vorrichtung welche die Blendgläser bei Sonnenbeobachtungen vertreten soll. Pogg. Ann. Bd. 29. S. 100.

6) Außer der Zerstreuung, Reflexion, Brechung, Farbenzerstreuung und Verschluckung können die Lichtstrahlen auch noch besondere Modifikationen dadurch erfahren, daß sie unter gewissen Umständen einen gegenseitigen Einfluß auf einander

ausüben, den man Interferenz nennt, und wobei ihre Wirkungen nach bestimmten Gesetzen vermehrt, oder vermindert, oder sonst geändert werden.

7) Gehen die Lichtstrahlen an den Kanten eines dünnen Körpers, oder einer kleinen Öffnung vorüber, so erleiden sie eine mit besonderen Erscheinungen verbundene Abänderung in ihrer Richtung, die man die Beugung nennt.

8) Läßt man einen Lichtstrahl, nachdem er schon eine Reflexion oder Brechung erlitten hat, oder durch einen doppelt brechenden Körper gegangen ist, auf eine polirte Glasfläche fallen, so findet, wenn diese Glasfläche gewissen Seiten des Strahls dargebothen wird, keine Reflexion Stat, tritt aber sogleich wieder ein, sobald die Glasfläche anderen Seiten des Strahls zugekehrt wird. Der Lichtstrahl ist also durch die frühere Reflexion oder Brechung dergestalt modificirt worden, daß er nun an verschiedenen Seiten verschiedene Eigenschaften zeigt; diese Modification führt den Namen der Polarisation. Von allen diesen Modificationen des Lichtes wird in der Folge umständlich die Rede seyn.

§. 19.

Aus dem, was bis jetzt über die Lichtveränderungen angeführt wurde, ergeben sich nachstehende Folgesätze:

1. Die Richtung eines Lichtstrahls kann nur solange geradlinig bleiben, als sich derselbe in einem Mittel von gleicher Beschaffenheit bewegt.
2. Beim Durchgange durch ein Mittel erleidet der Lichtstrahl eine desto größere Abnahme seiner Intensität, je länger der in demselben zurückgelegte Weg ist.

Das Gesetz dieser Abnahme wird auf folgende Weise entwickelt: Man stelle sich ein Mittel vor, welches in allen denjenigen Theilen, welche von dem durchgehenden Strahl getroffen werden, genau dieselbe Beschaffenheit hat, so wird auch für jede gleich dicke Schichte desselben ein gleicher aliquoter Theil des eindringenden Lichtes verschluckt, d. h. wenn in der ersten Schichte die Lichtintensität um den nten Theil vermindert wurde, so wird sie in der zweiten und dritten Schichte ebenfalls um den nten Theil vermindert werden.

Es sey J die Intensität des Lichtstrahls beim Eintritte in die erste Schichte, und es trage die Schwächung den nten

Theil der Intensität, mit welcher der Strahl in jede Schichte eintritt, so haben wir, wenn $\frac{1}{n} = \mu$ gesetzt wird, den Verlust an Lichtstärke in der ersten Schichte $= \frac{J}{n} = J\mu$, mithin der Rest an Intensität, womit das Licht aus der Schichte tritt, $= J - J\mu = J(1 - \mu)$.

Beim Durchgange durch die zweite Schichte geht abermahls der nte Theil verloren, mithin ist der Verlust $= \frac{J}{n}(1 - \mu) = J\mu(1 - \mu)$, demnach tritt das Licht aus der zweiten Schichte aus mit der Intensität $J(1 - \mu) - J\mu(1 - \mu) = J(1 - \mu)(1 - \mu) = J(1 - \mu)^2$.

Auf dieselbe Weise findet man beim Austritte aus der dritten Schichte die Lichtstärke gleich $J(1 - \mu)^3$ u. s. w., und beim Austritte aus der men Schichte $J(1 - \mu)^m$.

Es nimmt also die Lichtstärke beim Durchgange durch ein Mittel in einer geometrischen Progression ab, wenn die Dicke des Mittels (oder der in ihm zurückgelegte Weg) in einer arithmetischen wächst.

Herschel fand durch Versuche, daß der Werth von μ von der *Natur des Mittels*, von der *Brechbarkeit des Strahles* und auch von der *Temperatur* abhängt; doch dieß soll in der Folge ausführlich besprochen werden. — Hieraus wird die Thatsache erklärbar, daß auf hohen Bergen mehr Sterne gesehen werden, als in der Ebene auf ihrem Fuße, weil das ohnehin schwache Licht der kleineren Sterne bei seinem Durchgange durch die unteren Schichten der Athmosphäre so sehr vermindert wird, daß es nicht mehr das Auge zu affiziren vermag. Auch ist ersichtlich, daß die Gegenstände in großer Tiefe unter dem Wasser unsichtbar werden. In der Tiefe von 150 Fuß sieht der Taucher in dem durchsichtigen Wasser die Sonne nicht glänzender als den Mond. Die verschiedenen Abstufungen von Licht und Schatten einer Zeichnung kann man z. B. am Porzellän oder Glas dadurch erzeugen, daß man die Dicke dergestalt abändert, daß das Licht mehr oder weniger, oder gar nicht durchgelassen wird.

Die Schwächung, welche das von einem leuchtenden Körper kommende Licht beim Durchgange durch Lacmustinctur von verschiedenem

Concentrationsgrade erfährt, hat man mit Berücksichtigung der Entfernung der Lichtquelle zur Bestimmung der Lichtintensität benützt, und das darauf beruhende Instrument Lamprometer oder Helligkeitsmesser genannt. Pogg. Bd. 29. S. 490.

3. Die Erleuchtung einer Fläche wird durch ihr Absorptionsvermögen bedeutend modifizirt, und sie muß desto dünkler erscheinen, je weniger sie das auffallende Licht zu zerstreuen, und je mehr sie dasselbe zu verschlucken vermag. Schwarz muß derjenige Körper erscheinen, der so wenig Lichtstrahlen aussendet, daß kein gehöriger Eindruck mehr im Auge erzeugt werden kann; grau derjenige, der das erhaltene Licht in geringer Menge zurückwirft; so wie diese Lichtmenge wächst, wird auch der Grad der Weiße (albedo) zunehmen.

§. 20.

Umstände, von welchen die Intensität des zerstreuten und reflektirten Lichtantheils abhängt.

Die Intensität des von der Trennungsfläche zweier Mittel nach einer bestimmten Richtung reflectirten Lichtes ist der Erfahrung zu Folge desto größer:

a) Je glatter die Oberfläche eines Körpers ist; feste Körper müssen daher polirt werden, wenn sie spiegeln, d. i. das Licht reflectiren sollen, und sie werden dieß desto vollkommener thun, je besser die Politur ist.

b) Je bedeutender der Unterschied im Brechungsvermögen der beiden an einander gränzenden Mittel ist; daher wird mehr Licht reflectirt, wenn die Lichtstrahlen aus der Luft ins Glas einfallen, als wenn sie aus dem Wasser ins Glas treten, weil der Unterschied im Brechungsvermögen zwischen Luft und Glas größer ist, als zwischen Wasser und Glas. Polirte Metalle reflectiren sehr viel Licht, weil sie rücksichtlich der Luft ein bedeutendes Brechungsvermögen besitzen.

c) Je schiefer die Lichtstrahlen auffallen; daher sehen wir eine Wasserfläche, eine Glastafel desto mehr glänzen, je schiefer wir sie anschauen.

d) Die Durchsichtigkeit des Mittels scheint darauf ohne Einfluß zu seyn, denn leitet man directes Sonnenlicht auf die Oberfläche des Wassers, das in einem inwendig geschwärzten Gefäße sich befindet, so erscheint das Sonnen-

bild bei gleich schiefer Stellung des Auges eben so glänzend, wie man es in der Dinte (einem undurchsichtigen Körper) sieht, deren Oberfläche vom directen Sonnenlichte erleuchtet wird.

Die Menge des zerstreuten Lichtantheils hängt insbesondere von der Beschaffenheit der Oberfläche des Mittels ab; je mehr Rauhheiten, Staubtheile sie hat, desto mehr wird das Licht nach allen Seiten zerstreut. Daher zerstreuen mattes Glas, matte Metalle alles auffallende Licht; die flüssigen Körper, die eine glatte Oberfläche besitzen, so wie polirte Metalle zerstreuen dessen nur wenig, reflectiren aber desto mehr und erscheinen spiegelnd.

Die Quantität des zerstreuten Lichtantheils bestimmt die Erleuchtung der Fläche, und man kann sie durch photometrische Messungen finden. Wollte man z. B. die vom weißen Papier zerstreute Lichtmenge wissen, so stelle man vor Ritchie's Photometer zwei Kerzenflammen, und bestimme das Verhältniß ihrer Intensitäten A und B, es sey

$$A : B = n^2 : 1 \text{ oder}$$

$$A = n^2 B \quad (1)$$

Hierauf nehme man die Kerze B weg, und ersetze sie durch die zu prüfende Papierfläche, die nun so gestellt wird, daß sie von der seitwärts stehenden Flamme B erleuchtet wird, ohne daß das Licht von B unmittelbar ins Photometer gelangen kann. Nun suche man durch zweckmäßige Bewegungen des Photometers eine gleiche Erleuchtung seiner Flächen zu erzielen, und gesetzt, dieß finde Statt, wenn die Entfernung der Flamme A vom Photometer $= f$ die des Papiers $= g$ und jene des Lichtes B vom Papier $= h$, so hat man, wenn man mit P die Lichtstärke des Papiers bezeichnet:

$$A : P = f^2 : g^2, \text{ woraus}$$

$$P = \frac{g^2}{f^2}, \text{ oder für A der Werth gesetzt,}$$

$P = \frac{n^2 g^2}{f^2} B$; da nun die Intensität des von B auf das Papier auffallenden Lichtes $\frac{B}{h^2}$ ist, so gibt der Quotient $\frac{n^2 g^2 h^2}{f^2}$ den Theil des auffallenden Lichtes, welcher durch das Papier zerstreut wird.

§. 21.

Umstände, von welchen die Intensität des gebrochenen Lichtantheils abhängig ist.

Aus dem Begriffe der Durchsichtigkeit eines Mittels folgt die Hauptbedingung derselben, nämlich, daß der aus dem Mittel austretende Strahl noch eine Intensität habe, die hinreicht, um den lichtgebenden Körper nach seiner Gestalt und Farbe sichtbar zu machen. Dazu ist aber nothwendig, daß

1) Der in das Mittel eintretende Lichtantheil eine große Intensität besitze, was nur bei einem geringen Unterschiede im Brechungsvermögen der angränzenden Mittel möglich ist; denn ist der Unterschied bedeutend, so wird dem vorhergehenden gemäß, der größte Theil des Lichtes reflectirt, und die eindringende Lichtquantität ist zu schwach, als daß sie einen merklichen Weg zurücklegen könnte, ohne absorbirt zu werden. Daraus ist die Undurchsichtigkeit der Metalle erklärbar.

2) Daß der Lichtstrahl bei seinem Durchgange durch das Mittel keine große Schwächung durch theilweise Reflexion erleide. Dieß wird statt finden, sobald das Mittel in allen seinen Theilen dasselbe Brechungsvermögen (optische Gleichartigkeit) hat. Diese Eigenschaft des Mittels ist ein Haupterforderniß der Durchsichtigkeit, wie wir es aus manigfaltigen Thatsachen entnehmen können. So wird das Papier durchsichtiger, wenn man es mit Öhl überzieht, dadurch die minder brechende Luft aus seinen Poren verdrängt, und so das Papier in allen Theilen optisch gleichartiger macht. Die atmosphärische Luft wird desto durchsichtiger, je mehr Dünste sie enthält, weil letztere das Licht beinahe so stark brechen wie die Luft. Die Gase sind durchsichtig, weil ihr Brechungsvermögen von dem des leeren Raumes (ihrer Poren) nicht viel abweicht. Der Hydrophan wird durchsichtig, wenn man die in seinen Poren befindliche Luft durch Wasser ersetzt; ein nicht polirtes Glasstück erscheint völlig durchsichtig, wenn man es mit Terpentinöhl benetzt, weil das Brechungsvermögen des Terpentinöhles beinahe dem des Glases gleich ist. Zwei Glasplatten sind durchsichtiger, wenn sich Wasser, als wenn sich Luft zwischen ihnen befindet; am durchsichtigsten aber, wenn sie mit einem aus Guajakharz und Canadabalsam bestehenden Firniß zusammengekittet werden; man pflegt auch Gläser, die durchsichtig

bleiben sollen, mit verdicktem Terpentinöhl oder mastix in lacrymis an einander zu leimen, weil beide das Licht beinahe so stark brechen, wie das Glas:

1. Ein vollkommen durchsichtiger Körper könnte gar nicht gesehen werden, denn seine Theile müßten alles auffallende Licht durchlassen, und nichts davon zerstreuen, käme aber von den Theilen des Körpers kein Licht in das Auge, so könnten sie auch nicht gesehen werden. Indessen gibt es in der Natur keinen solchen Körper, denn selbst die atmosphärische Luft der durchsichtigste aller bekannten Körper, ist in großen Massen sichtbar, und erscheint blau. Aber es gibt auch keinen, der nicht wenigstens im geringen Grade durchsichtig wäre; so kann eins der dichtesten Metalle, nämlich Gold so dünn geschlagen werden, daß es das Licht durchläßt, und nicht vielleicht durch Risse und Löcher, denn das durchgelassene Licht erscheint grün, wenn auch das Metall von weißem Lichte beschienen wäre.
2. Mittelst eines Photometers läßt sich sogar die Lichtmenge bestimmen, die ein durchsichtiger Körper absorbirt und reflectirt. Man läßt zuerst das Licht von zwei ziemlich constanten Lichtquellen z. B. zwei Wachskerzen A und B unmittelbar auf das Photometer fallen, und bestimmt das Verhältniß ihrer Intensitäten, es sey z. B. $A = 3B$, hierauf bringt man den zu prüfenden Körper zwischen die Lichtquelle A und das Photometer, und man wird A dem Apparat näher rücken müssen, um eine gleiche Erleuchtung zu erzielen. Nehme man an, es wäre nach dem Durchgange des Lichtes durch den durchsichtigen Körper die Intensität desselben ($= A'$) nur $2\frac{1}{2}$ Mal größer, als die von B d. h. es wäre $A' = \frac{5}{2}B$, so verhielte sich die Lichtstärke im ersten Falle zu der im zweiten Falle

oder $A : A' = 3 : \frac{5}{2} \quad 6 : 5$ oder

$$A - A' : A = 1 : 6$$

$A - A' = \frac{A}{6}$ d. h. der Verlust durch Reflexion und Verschluckung würde den sechsten Theil des auffallenden Lichtes betragen.

Auf diese Art kann man die Reinheit des Glases oder

den Grad der Durchsichtigkeit irgend eines durchsichtigen Körpers prüfen.

Von der Reflexion des Lichtes.

Catoptrik.

§. 10.

Vorbegriffe.

Der Lichtstrahl, der auf eine polirte Fläche fällt, wird nach dem vorhergehenden (§. 19.) von derselben reflectirt. Es sey die zurückwerfende Fläche eine Ebene MN (Fig.24.), und SB der einfallende Strahl, so nennt man die Senkrechte BC, die in dem Punkte B, wo der Strahl auffällt, errichtet wird, das Einfallsloth, den Winkel SBC, der von dem einfallenden Strahl und dem Einfallslothe gebildet wird, den Einfallswinkel; und die Ebene desselben die Einfallsebene; der Winkel CBA, den das Einfallsloth mit dem reflektirten Strahl einschließt, heißt Reflexions-Winkel, und die durch seine Schenkel gelegte Ebene, die Reflexionsebene.

Um die Grundgesetze für die Reflexion des Lichtes an glatten Flächen auszumitteln, gebraucht man folgenden Apparat:

Auf einer mit Stellschrauben versehenen Metallplatte MN (Fig.25.) ist in der Mitte ein ebener Spiegel (eine polirte Ebene) eingelassen, senkrecht auf ihm ein getheilter Halbkreis, dessen Durchmesser durch den Spiegel geht. Von dem obersten mit 0° bezeichneten Punkte (C) des Gradbogens, in einem kleinen Abstande von der Ebene desselben, geht ein Loth herab, dessen feine Spitze auf einen Punkt (B) des Spiegels zeigt; an beiden Seiten desselben sind senkrecht an dem Halbkreise zwei verschiebbare Metallblättchen angebracht. Diese sind mit kleineren Löchern A und D versehen, welche genau in dem Abstande von der Ebene des Kreises gebohrt sind, wie die Punkte C und B, demnach so, daß die Punkte A, B, C, D, immer in der nämlichen dem eingetheilten Kreise parallelen Ebene sich befinden. Stellt man die Platte MN, und daher auch den Spiegel mittelst einer Wasserwage und der Stellschrauben horizontal, bringt A auf einen bestimmten Theil-

strich des Bogens, und D auf einen andern vom Nullpunkte C eben so weit abstehenden; sieht dann durch die kleine Öffnung auf den Spiegel, so erblickt man genau in dem Punkte B das Löchelchen D, es mag übrigens die Größe der gleichen Bögen AC und DC wie immer beschaffen seyn. Wenn direkte Sonnenstrahlen auf die Öffnung D geleitet werden, so erblickt das hinter A befindliche Auge auch das Sonnenbild in B. Hieraus folgt, daß der durch D auf den Punkt B fallende Strahl durch Reflexion die Richtung BA erhält, und daß demnach folgende Gesetze der Reflexion sich aussprechen:

1. der einfallende Strahl DB und der reflektirte BA, dann das Einfallsloth CB befinden sich in derselben Ebene, oder: Die Einfallsebene fällt mit der Reflexionsebene zusammen.
2. Ist der Winkel DBC = ABC also der Reflexionswinkel liegt auf der andern Seite des Einfallslothes und ist gleich dem Einfallswinkel.

Diese Reflexionsgesetze gelten für jedes Licht, es mag dieses von was immer für einem Körper kommen; sie sind auch unabhängig von der Substanz, welche das Licht reflectirt.

Aus dem zweiten folgt auch, daß die beiden Neigungswinkel, welche die beiden Strahlen DB und AB mit der reflektirenden Ebene bilden, nämlich ABF und DBE einander gleich sind, weil sie die Winkel DBC und ABC zu 90° ergänzen.

1. Wenn der Lichtstrahl eine krumme reflektirende Fläche trifft, so kann man einen unendlich kleinen Theil am Einfallspunkte als eine Ebene annehmen, die mit der durch diesen Punkt gehenden Berührungsebene zusammenfällt, und die Reflexion geschieht nach denselben Gesetzen, nach welchen sie auf der berührenden Ebene vor sich gehen würde.

2. Die Lehre von den Erscheinungen der Reflexion des Lichtes heißt Catoptrik von dem Worte κάτοπτρον Spiegel.

3. Es verdient bemerkt zu werden, daß die Natur bei der Reflexion des Lichtes das Gesetz der Sparsamkeit befolgt, indem unter allen Wegen, auf welchen der Lichtstrahl von der Lichtquelle A bis zu dem Punkte B durch Reflexion an der Ebene MN gelangen kann, derjenige der kürzeste ist, wobei der Einfallswinkel dem Reflexionswinkel gleich ist.

Denn findet die letztere Bedingung Statt, und ist (Fig. 26.) AC der einfallende und BC der reflektirte Strahl, so sind auch die Neigungswinkel ACM und BCN einander gleich; aber in diesem Falle ist das Dreyeck MCD, welches man durch Verlängerung des Strahls BC und der auf MN gefällten Senkrechten AM erhält, congruent mit dem Dreyecke AMC, und folglich der Weg des Lichtstrahls

$$AC + BC = BD.$$

Nun ist dieser Weg kürzer als jeder andere, auf welchem der Lichtstrahl bei ungleichen Neigungswinkeln nach B kommen könnte; denn nehmen wir an, der Strahl falle in der beliebigen Richtung AE auf, und werde in der Richtung EB reflectirt, so daß die Neigungen gegen MN nicht gleich sind: so wäre $AE = ED$, und mithin der Weg des Lichtstrahls $AE + EB = DE + EB$.

Allein die gerade Linie DB ist kürzer als $DE + EB$, daher ist auch

$$AC + BC < AE + BE,$$

d. h. der Weg bei gleichen Neigungswinkeln kürzer als jeder andere bei ungleichen Winkeln.

§. 23.

Von Spiegeln.

Ein Spiegel ist eine jede Fläche, welche die Eigenschaft besitzt, die Gegenstände von welchen sie Licht erhält sichtbar zu machen. Diese Eigenschaft müssen, wie wir bald sehen werden, alle glatten Flächen besitzen, weil sie das Licht regelmäßig nach den oben angeführten Gesetzen reflektiren. Die ruhige Oberfläche eines klaren Gewässers ist ein natürlicher Spiegel, und mag auch zur Erfindung künstlicher die Veranlassung gegeben haben. Letztere müssen aus einem Stoffe gearbeitet seyn, dem man durch Schleifen und Poliren eine hinreichend glatte Oberfläche geben kann, und der zugleich von Farbe weiß ist, damit er Strahlen von jeder Farbengattung zu reflektiren geeignet wäre. Die gewöhnlichen werden meistens aus Glas gemacht, das auf der Rückseite mit Zinn-Amalgam überzogen ist. Dieses Glas muß nicht bloß auf der vorderen Fläche wohl polirt seyn, sondern dieß muß auch genau auf der hinteren Seite Statt finden, weil wenn diese Seite uneben ist, auch das darauf liegende Metall uneben wird, und daher weniger Licht reflektirt. Diese Spiegel machen, wie später gezeigt werden wird, zwei, auch mehrere Bilder, und sind deßwegen selten zu optischen Versuchen geeignet; man gebraucht dabei lieber solche, die aus schwarzem ganz undurchsichtigem Glase verfertiget sind, oder auch Spiegel aus weißem Glase, bei denen die Rückseite mit einer schwarzen Farbe überstrichen wird.

Die metallenen Spiegel haben vor den Glasspiegeln bedeutende Vorzüge. Die aus Platin verfertigten, oder bloß mit diesem Metall überzogenen sind wieder wegen ihrer großen

Dauerhaftigkeit und schönen Weiße den aus Metallkompositionen gearbeiteten vorzuziehen, indem letztere an der Luft mit der Zeit anlaufen. Solche Metallkompositionen erhält man aus Kupfer, Zinn, Messing, die in gewissen Verhältnissen zusammengeschmolzen werden und manches Mal auch einen Zusatz von etwas Arsenik erhalten. Bei den Alten waren nur Metallspiegel im Gebrauche. Die Römer scheinen sich am allermeisten des Silbers dazu bedient zu haben.

In Betreff der Gestalt ihrer Flächen theilt man die Spiegel in ebene und gekrümmte.

§. 24.

Erscheinungen an ebenen Spiegeln.

Fällt von dem leuchtenden Punkte S (Fig. 27.) ein Strahl SA auf den ebenen Spiegel MN, so erleidet er eine Reflexion dergestalt; daß der Winkel $m = n$, und $p = q$, und gelangt in der Richtung AO in das Auge O. Zieht man von S eine senkrechte auf die Ebene des Spiegels, und verlängert sie bis sie die verlängerte OA im Punkte s schneidet, so erhält man das Dreyeck SAB = dem Dreyecke BAs, weil AB beiden Dreyecken gemeinschaftlich ist, die Winkel bei B als rechte Winkel einander gleich sind, und auch $p = q = o$. Es wird also auch SB = Bs seyn. Betrachte man einen andern Strahl SC, der nach der Reflexion in der Richtung CO′ noch in das Auge gelangen kann; es schneide der verlängerte reflektirte Strahl CO′ die Senkrechte SB im Punkte S′, so ist aus denselben Gründen, wie früher das Dreyeck SCB = BCS′ und daher SB = BS′, weil nun auch SB = BS′ war, so wird BS′ = Bs d. h. es stoßen alle von dem ebenen Spiegel reflektirte Strahlen in der Verlängerung in einem Punkte zusammen, und das Auge empfängt einen Strahlenkegel OsO′ wie wenn s ein wirklicher Lichtpunkt wäre; die dadurch erzeugte Empfindung wird dieselbe seyn, wie wenn der Punkt S, von dem die Strahlen auf den Spiegel auffallen, sich an dem Orte s befände, d. h. man wird den strahlenden Punkt S in s sehen. Man nennt diesen Punkt s von dem die Strahlen ins Auge zu kommen scheinen, das (optische) Bild des Punktes S. In Betreff seiner Lage kann folgendes Gesetz aufgestellt werden.

Der Ort des Bildes liegt in der Senkrechten, welche vom leuchtenden Punkte auf die Ebene des Spiegels gefällt wird, und zwar eben so weit hinter dem Spiegel, als dieser in der Wirklichkeit vom Spiegel entfernt ist.

Befindet sich vor einem Planspiegel ein ausgedehnter Gegenstand, so erscheint von jedem physischen Punkte desselben ein Bild hinter dem Spiegel, und aus der Gesammtheit dieser Bilder, geht das Bild des ganzen Gegenstandes hervor. Um die Lage und Größe dieses Bildes zu erhalten, sucht man die Bilder der Gränzpunkte, indem man von denselben z. B. von A und B (F.28.) Linien senkrecht auf die Ebene des Spiegels zieht, sie so weit verlängert, daß AD =aD und BE =Eb; so sind a und b die Bilder der Punkte A und B, und zwischen diesen Gränzen liegt das Bild des ganzen Gegenstandes AB. Wir sehen also, daß jede polirte Ebene die Gegenstände, von denen sie Lichtstrahlen erhält, sichtbar macht.

In Betreff dieses optischen Bildes ist zu merken:

1) daß dasselbe deutlich erscheint, indem die von einem Punkte kommenden Strahlen so reflektirt werden, als kämen sie wieder von einem einzigen Punkte.

2) Die Helligkeit wird aber geringer seyn, als die des Objektes, weil wegen den, wenn auch unmerklichen Erhöhungen und Vertiefungen, die selbst in den besten Spiegeln vorkommen, nicht alles Licht regelmäßig reflektirt, sondern ein Theil auch zerstreut wird. Nach Rumfords Untersuchungen wird bei den besten Glasspiegeln 0,3494 des auffallenden Lichtes theils zerstreut, theils verschluckt.

3) Aus der Vergleichung der Größe des Gegenstandes mit der Größe des Bildes ergibt sich, daß beide einander gleich sind; denn zieht man von A und a Senkrechte auf Bb, so hat man AF =af, als Senkrechte zwischen Parallelen, den Winkel AFB =afb, weil sie rechte Winkel sind, und BF = bf folglich ist das Dreyeck ABF =abf und AB =ab.

4) Aus der Congruenz dieser Dreyecke folgt auch, daß der Winkel BAF =dem Winkel baf; aber diese Winkel drücken die Neigungen des Objektes und seines Bildes gegen den Spiegel aus, mithin sind auch diese einander gleich.

Ist also der Spiegel gegen einen Gegenstand unter dem Winkel von 45° geneigt, so muß auch das Bild ab (Fig. 29.) denselben Winkel mit dem Spiegel, und einen rechten mit dem

Gegenstande bilden. Hat also der Gegenstand eine horizontale Lage, so muß das Bild eine vertikale haben; bewegt sich eine Kugel in der horizontalen AB, so sieht man sie im Spiegel vertikal aufwärts steigen, und umgekehrt.

Steht auf der Spiegelebene der Gegenstand AB (Fig. 30.) senkrecht, so auch das Bild, mithin liegen Bild und Gegenstand in einer geraden Linie. Hieraus erklärt sich, warum die am Ufer einer spiegelnden Wasserfläche vertikal stehenden Gegenstände im Wasser verkehrt abgebildet erscheinen. Denn die Bilder aller Punkte des Objektes stellen sich dar in der verlängerten vertikalen Linie AB, und dieß desto weiter unter der Oberfläche, je weiter die wirklichen Punkte des Objektes über derselben sich befinden.

Das Bild eines Gegenstandes kann offenbar nur dann gesehen werden, wenn das Auge in einer Lage sich befindet, wo die reflektirten Strahlen in dasselbe gelangen können. Darin besteht eben der Unterschied zwischen direkt gesehenen Gegenständen und ihren optischen Bildern, indem jene in jeder Lage des Auges, diese aber nur in gewissen Richtungen gesehen werden.

5) Da die Abstände des Objektes und des Bildes vom Spiegel immer einander gleich bleiben, so folgt, daß bei der Annäherung des Gegenstandes auch das Bild sich dem Spiegel nähern wird.

6) Es ereignet sich bei den optischen Instrumenten, daß die Strahlen z. B. AS und BS (Fig. 31.) convergirend auf den Planspiegel fallen, so daß sie ohne Spiegel sich erst in einem Punkte S hinter dem Spiegel vereinigen würden. Man zieht in diesem Falle von S eine Senkrechte auf die Ebene des Spiegels und verlängert sie, bis sie durch den reflektirten Strahl Cs im Punkte s geschnitten wird; da nun das Dreyeck CES = CEs so ist ES = Es. Auf gleiche Weise läßt sich zeigen, daß auch der Strahl BD nach der Reflexion die von S gezogene Senkrechte im Punkte s schneidet, und daß demnach alle convergirend auf den Spiegel auffallenden Strahlen durch die Reflexion in einem Punkte s vor dem Spiegel vereinigt werden, welcher eben so weit vom Spiegel entfernt ist, als der Punkt S, in welchem sich die Strahlen ohne Reflexion vereinigt hätten. Kommen die Strahlen dergestalt, daß ohne Spiegel ein Bild eines ausgedehnten Gegenstandes in SS′ entstehen würde, so entsteht durch die Reflexion der Strah-

len ein Bild desselben Gegenstandes, vor dem Spiegel und zwar von derselben Größe und in demselben Abstande, wie es hinter dem Spiegel entstanden wäre.

7) Bei den gewöhnlichen Glasspiegeln sieht man immer zwei auch fünf und sechs Bilder, wie man sich leicht überzeugt, wenn man vor einen solchen Spiegel eine brennende Kerze stellt, und das Auge in der Nähe des Spiegels hält.

Zwei helle Bilder müssen bei Glasspiegeln aus dem Grunde entstehen, weil daselbst zwei reflektirende Ebenen sind, nämlich die Vorderseite des Glases AC (Fig. 32.) und die an der Hinterseite befindliche Amalgamfläche BD. Der dünne Lichtkegel, dessen Axe Sm ist, erleide an AC eine Reflexion und gelange zum Auge O, wodurch die Wahrnehmung eines Bildes in der von dem strahlenden Punkte S auf den Spiegel gefällten Senkrechten Sx erzeugt wird, so daß SE = En ist. Aber ein anderer Lichtkegel, dessen Axe Sp wir bloß zu betrachten nöthig haben, dringt in das Glas ein, erleidet in p eine Brechung, dann in q eine Reflexion nach r, von wo aus er nach einer neuen Brechung zum Auge kommt, und ihm in dieser Richtung Or ein zweites Bild t sehen läßt.

Wäre der Strahl Spu unmittelbar auf die Metallfläche gefallen, so würde er nach uy reflektirt worden seyn, und das Bild müßte in der Verlängerung von yu in z erscheinen, und man hätte SF = Fz. Demnach wird wegen der Brechung, die der Strahl erleidet, das zweite Bild dem Spiegel etwas genähert, jedoch kann diese Annäherung nur bei einer bedeutenden Dicke des Spiegels merklich seyn; bei einer geringen Dicke kann man den Abstand des zweiten Bildes nach der gewöhnlichen Regel berechnen, und SF = Ft annehmen, wo dann der Abstand beider Bilder, wie man leicht findet, der doppelten Dicke des Spiegels gleich ist.

In Betreff des zweiten Bildes t ist zu bemerken, daß dasselbe nicht mit der Deutlichkeit erscheint, als wenn die von S kommenden Strahlen unmittelbar auf DB gefallen, und reflektirt worden wären; denn in diesem Falle müßten alle verlängerten reflektirten Strahlen sich in einem Punkte z der Senkrechten Sx schneiden, und das Bild wäre wieder als ein Punkt zu sehen; aber wegen der Brechung, welche die Strahlen erleiden, geschieht es, daß diese Vereinigung der verlängerten reflektirten Strahlen nicht mehr genau in einem Punkte sondern

in einem kleinen Kreise erfolgt, wodurch eine Undeutlichkeit der Bilder sich einstellt.

Daß aber auch mehr als zwei Bilder entstehen können, ist aus dem Umstande ersichtlich, daß ein Lichtstrahl wie z. B. Sg in das Glas eintritt, von der Metallfläche nach hi, von da abermahls nach ik und dann nach kl reflektirt wird, und nach dem Austritte das Auge trifft, welches in der Richtung Ol ein neues Bild erblickt. Da bei jeder Reflexion ein Theil des Lichtes zerstreut wird, und da auch bei i ein Theil durch Brechung in die Luft übergeht, so muß das dritte Bild schwach erleuchtet erscheinen. Auf ähnliche Weise kann auch ein viertes und fünftes Bild entstehen, aber die Helligkeit wird wegen der vermehrten Anzahl der Reflexionen noch mehr vermindert.

8) Es ist leicht zu zeigen, daß ein Spiegel worin sich ein Mensch ganz sehen soll, nur halb so hoch und breit zu seyn braucht, als der Mensch selbst ist; denn stellt AB die Höhe des Menschen und ab die seines Bildes vor, so sieht das Auge O (Fig. 33.) die Gränzpunkte des Bildes nur durch die Strahlen Oa und Ob, und braucht demnach von dem Spiegel nur den Theil MN, um das Bild ab zu sehen; aber

$$MN : ab = OM : Oa = AC : Aa = 1 : 2, \text{ mithin}$$

$$MN = \frac{ab}{2} = \frac{AB}{2}$$

9) Im polirten Holze scheint der gespiegelte Gegenstand in der Oberfläche selbst zu liegen.

§. 25.

Erscheinungen bei der Verbindung zweier ebenen Spiegel.

Diese sind entweder parallel gegen einander gestellt, oder sie schließen einen Winkel ein.

1) Befindet sich zwischen zwei parallel aufgestellten Planspiegeln ein Gegenstand a (Fig. 34.), so erscheint sein Bild im Spiegel MN in a_1, d. h. es werden die Strahlen von MN gegen den zweiten Spiegel PQ so reflektirt, als kämen sie von a_1, dessen Bild nun im Spiegel PQ in a_2 zu sehen seyn wird, wobei $a_1P = a_2P$ ist. Es wird also PQ die Strahlen gegen MN so reflektiren, als wäre a_2 ein wirkliches Objekt, das seine Strahlen nach MN sendet und sich wieder in a_3 abspie-

gelt. Von a_3 erscheint wieder ein Bild in PQ u. s. f. — Aber auch in dem zweiten Spiegel PQ wird sich ein Bild von a zeigen und zwar in b_1, so daß $Pb_1 = Pa$ ist; von b_1 erscheint ein Bild im ersten Spiegel in b_2; von diesem entsteht wieder ein Bild in b_3 u. s. w.

Hieraus ist zu ersehen, daß in den beiden parallelen Spiegeln unendlich viele hinter einander stehende Bilder von a sich darstellen sollten; da jedoch bei jeder Reflexion ein Theil des Lichtes zerstreut wird, so muß die Helligkeit desto schwächer werden, je öfter sich die Reflexion wiederholt, und so kommt es, daß man selten mehr als acht Bilder wahrnimmt.

Wollte man die Bilder, die aus der ersten Reflexion im Spiegel MN sich ergeben und mit a_1, a_2, a_3 .... bezeichnet sind, von denen unterscheiden, die aus der ersten Reflexion in PQ entstehen und mit b_1, b_2, b_3 ... angedeutet sind; so mahlt man den Gegenstand auf der einen Seite roth, auf der anderen blau. Man sieht dann in den beiden Spiegeln rothe Bilder mit blauen abwechseln.

2) Schließen die beiden Spiegel einen Winkel ein, so **erscheinen die Bilder eines dazwischen befindlichen Objektes symmetrisch in der Peripherie eines Kreises geordnet, dessen Halbmesser gleich dem Abstande des Objektes vom Scheitelpunkte des Winkels ist.** Denn es seyen die Spiegel OM und ON (Fig. 35.), die den Winkel MON einschließen; verfolge man die wiederholten Reflexionen der Strahlen, die von dem Objekte A auf den Spiegel OM fallen, so überzeugt man sich leicht, daß zuerst hinter dem Spiegel OM das gewöhnliche Bild in a_1 entsteht wo $AB = Ba_1$ ist; aber von a_1 erscheint im Spiegel ON abermals ein Bild in a_2 in der Entfernung $a_1D = a_2D$, und a_2 gibt wieder ein Bild im ersten Spiegel in a_3 u. s. f.

Dieselben Resultate werden die Reflexionen der von A auf den Spiegel ON zuerst kommenden Strahlen haben, und so die Bilder b_1, b_2, b_3 entstehen.

Aus der Congruenz der Dreyecke AOB und OBa_1, folgt, daß $Oa_1 = OA$, und weil auch $ODa_1 = ODa$, so ist auch $Oa_2 = Oa_1 = OA$; ferner da $OEa_2 = OEa_3$ ist, so muß

$$Oa_3 = Oa_2 = Oa_1 = OA \text{ u. s. f.}$$

Auf gleiche Weise läßt sich auch beweisen, daß

$$Ob_3 = Ob_2 = Ob_1 = OA;$$

also sind die Abstände aller Bilder von dem Scheitelpunkte O einander gleich, und sie liegen demnach in der Peripherie eines Kreises.

Setzt man die Bögen $AM = \alpha$ und $AN = \beta$ und $\alpha + \beta = a$, wo a das Maß des Winkels MON ist; nimmt man ferner die Bögen von A nach $a_1, b_2 \ldots$ als positiv und die in der entgegengesetzten Richtung als negativ an; so erhält man:

$Aa_1 = 2\alpha$, und $Aa_2 = -(a + \alpha + \beta) = -2a$

$Aa_3 = 2a + 2\alpha$, $Aa_4 = -(2a + 2\alpha + 2\beta) = -4a$

$Aa_5 = 4a + 2\alpha$, $Aa_6 = -6a$ u. s. f.

Eben so findet man:

$Ab_1 = -2\beta$ und $Ab_2 = 2a$

$Ab_3 = -(2a + 2\beta)$, $Ab_4 = 4a$

$Ab_5 = -(4a + 2\beta)$, $Ab_6 = 6a$ u. s. f.

Daraus folgt, daß

$Aa_1 = 2\alpha$,

$a_1 b_2 = Ab_2 - Aa_1 = 2\beta$

$b_2 a_8 = Aa_3 - Ab_2 = 2\alpha$

$a_3 b_4 = Ab_4 - Aa_3 = 2\beta$ u. s. f.

Auf der Seite der negativen Bögen ist:

$Ab_1 = 2\beta$

$b_1 a_2 = Aa_2 - Ab_1 = 2\alpha$

$a_2 b_3 = Ab_3 - Aa_2 = 2\beta$

$b_3 a_4 = Aa_4 - Ab_3 = 2\alpha$ u. s. f.

Da also die Bögen zwischen zwei auf einander folgenden Bildern abwechselnd auf der einen Seite 2α und 2β, auf der andern 2β und 2α sind; so erscheinen die Bilder symmetrisch im Kreise geordnet; und wäre A genau in die Mitte gestellt, daher $\alpha = \beta$, so würden alle diese Bögen einander gleich seyn.

Um die Anzahl der Bilder, die gesehen werden, auszumitteln, wollen wir ihre Abstände von A im Bogenmaße sowohl auf der Seite der positiven, so wie auf der Seite der negativen Bögen zusammenstellen, und wir erhalten:

$Aa_1 = 2\alpha$ und $Ab_1 = -2\beta$

$Ab_2 = 2a$ $Aa_2 = -2a$

$Aa_3 = 2a + 2\alpha$ $Ab_8 = -(2a + 2\beta)$

$Ab_4 = 4a$ $Aa_4 = -4a$

$Ab_5 = 4a + 2\alpha$ u. s. f. $Ab_5 = -(4a + 2\beta)$ u. s. f.

Ist nun a ein aliquoter Theil der Peripherie; und $\frac{2\pi}{a}=\nu$; so ist ν eine ganze Zahl und zwar eine gerade oder eine ungerade. Im ersten Falle kann wieder $\frac{\nu}{2}$ gerade oder ungerade seyn.

Ist $\frac{\nu}{2}$ eine gerade Zahl, so ist der Bogen für das $\frac{\nu te}{2}$ Bild auf der Seite der positiven Bögen

$$S_{\frac{\nu}{2}} = \frac{\nu}{2}\, a = \pi,$$

und für das $\frac{\nu te}{2}$ Bild auf der Seite der negativen Bögen

$$S_{\frac{\nu}{2}}' = \frac{\nu a}{2} = \pi,$$

folglich sind beide Bögen zusammen $= 2\pi$, d. i. der ganzen Peripherie, und das $\frac{\nu te}{2}$ Bild auf der einen Seite fällt mit dem $\frac{\nu ten}{2}$ auf der anderen zusammen; demnach ist die Anzahl aller Bilder

$$\frac{\nu}{2} + \frac{\nu}{2} - 1 = \nu - 1 \text{ also } = \frac{2\pi}{a} - 1 \text{ (I) d. h.}$$

die Anzahl der Bilder ist gleich dem um Eins verminderten Quotienten, den man erhält, wenn man die ganze Peripherie mit dem Bogen zwischen den beiden Spiegeln dividirt.

Ist $\frac{\nu}{2}$ eine ungerade Zahl, so hat man für das $\frac{\nu te}{2}$ Bild auf der einen Seite $S_{\frac{\nu}{2}} = (\frac{\nu}{2} - 1)\, a + 2\alpha$

auf der anderen Seite $S_{\frac{\nu}{2}}' = (\frac{\nu}{2} - 1)\, a + 2\beta$

beide Bögen zusammen sind $= (\nu - 2)\, a + 2\, (\alpha + \beta)$
$= \nu\alpha = 2\pi,$

gleich der ganzen Peripherie, und es muß auch in diesem Falle

das $\frac{\nu te}{2}$ Bild auf der Seite der positiven Bögen mit dem $\frac{\nu ten}{2}$ Bilde auf der Seite der negativen Bögen zusammenfallen, folglich ist die Anzahl der Bilder

$$\frac{\nu}{2} + \frac{\nu}{2} - 1 = \nu - 1$$

wie im vorigen Falle (I).

Wenn jedoch ν eine ungerade Zahl ist, so ist $\nu-1$ eine gerade Zahl, die mit 2 dividirt einen geraden oder einen ungeraden Quotienten gibt. Ist $\frac{\nu-1}{2}$ eine gerade Zahl, so hat man

für das $(\frac{\nu-1}{2})$te Bild

auf der positiven Seite den Bogen $S_{\frac{\nu-1}{2}} = (\frac{\nu-1}{2})\, a$

auf der negativen Seite „ „ $S_{\frac{\nu-1}{2}} = (\frac{\nu-1}{2})\, a$

die Summe beider Bögen $= \nu a - a = 2\pi - a$ (II).

Für den Fall als $\frac{\nu-1}{2}$ eine ungerade Zahl ist, hat man

für das $\frac{\nu-1te}{2}$ Bild,

den Bogen $S_{\frac{\nu-1}{2}} = (\frac{\nu-1}{2} - 1)\, a + 2\alpha$, und

„ „ $S_{\frac{\nu-1}{2}} = (\frac{\nu-1}{2} - 1)\, a + 2\beta$

beide zusammen geben den Bogen $(\nu-3)\, a + 2a = \nu a - a$ also $= 2\pi - a$ (III.) wie vorhin. Nun ist in diesen beiden Fällen zu unterscheiden, ob das Objekt in der Mitte zwischen beiden Spiegeln steht, oder nicht; im ersten Falle ist $\alpha = \beta$, und $2\alpha = 2\beta = a$, folglich der Abstand zwischen zwei auf einander folgenden Bildern immer $= a$. Da aber, wie aus (II.) und (III.) zu ersehen ist, zwischen

dem $(\frac{\nu-1}{2})$ten Bilde rechts und dem $(\frac{\nu-1}{2})$ten Bilde links nur der Bogen a liegt; so kann zwischen diese zwei Bilder kein anderes mehr fallen, und man hat als Anzahl aller Bilder

$$\frac{\nu-1}{2}+\frac{\nu-1}{2}=\nu-1=\frac{2\pi}{a}-1 \text{ wie in (I.).}$$

Ist das Objekt nicht in der Mitte und z. B. $\alpha<\beta$, somit auch $2\alpha<a$, dann wird in dem Abstande 2α noch ein Bild entstehen müssen, wo 2α auf der Seite der positiven Bögen zu nehmen ist, wenn $\frac{\nu-1}{2}$ eine gerade Zahl, und auf der Seite der negativen, wenn $\frac{\nu-1}{2}$ eine ungerade Zahl ist. Man hat also auf der einen Seite $\frac{\nu-1}{2}$ Bilder

auf der anderen auch $\frac{\nu-1}{2}$,

dazu noch das eine, welches in dem Bogen zwischen dem $\frac{\nu-1}{2}$ten Bilde rechts und dem $\frac{\nu-1}{2}$ten Bilde links erscheint, folglich im Ganzen ν Bilder, d. i. um eines mehr als in den früheren Fällen. Die Erfahrung bestätigt dieses Resultat vollkommen.

Auf dieser Vervielfältigung und symmetrischen Anordnung der Bilder eines Gegenstandes, der zwischen den Flächen eines Winkelspiegels sich befindet, beruht ein von M. Brewster 1817 erfundenes, recht sinnreiches Instrument, Kaleidoskop genannt. Der Name (von καλός schön, εἶδος die Gestalt, und σκοπέω ich sehe) zeigt an, daß damit schöne Gestalten gesehen werden. Es besteht aus zwei schmalen, ebenen, rechteckigen Spiegeln, die unter einem Winkel von 60°, 45°, oder 36° gegen einander geneigt, und in dieser Stellung befestiget, hierauf in eine Röhre gebracht werden, die an einem Ende einen Boden hat, worin sich eine kleine Öffnung befindet, die zum Hineinsehen mit einem Auge bestimmt ist; das andere Ende der Röhre verschließt man mit zwei parallelen Gläsern, zwischen

welche bunte, durchsichtige oder durchscheinende Körper gelegt werden. Das äußere Glas wird matt geschliffen, damit das Auge durch die äußeren außer der Röhre befindlichen Gegenstände nicht gestört werde. Der Winkelspiegel zeigt die bunten Körperchen vervielfältiget und symmetrisch geordnet, daher bunte, sternartig oder vieleckig geordnete Figuren, die bei jeder Änderung in der Lage der Gegenstände, die durch schwache Erschütterungen der Röhre hervorgebracht wird, sich ändern und sich in unendlicher Manigfaltigkeit dem Auge darstellen. Man bedient sich des Kaleidoskops mit Erfolg bei Verzierungskünsten, um manigfaltige, aber immer gefällige Müster zu erhalten.

Auch bei dem Kaleidoskop ist es besser nur schwarz angestrichene Spiegelgläser zu nehmen, weil die doppelten Bilder, welche die mit Amalgam belegten Spiegelgläser zeigen, der Reinheit der Figuren nachtheilig sind.

§. 13.

Einige Anwendungen der Planspiegel.

1) Heliostat. Manche Versuche erfordern, daß der durch eine Öffnung in ein verfinstertes Zimmer einfallende Sonnenstrahl längere Zeit eine unveränderliche Richtung beibehalte, was jedoch durch das beständige Fortrücken der Sonne am Himmel nicht möglich wird. Der Heliostat ist nun bestimmt, dem einfallenden Sonnenstrahle eine feste Richtung zu geben. Er besteht aus einem Planspiegel, der die auffallenden Sonnenstrahlen in das finstere Zimmer reflektirt, und mit einem Uhrwerke in Verbindung steht, wodurch er auf eine Weise bewegt wird, daß der reflektirte Strahl immerfort dieselbe Richtung behält.

Steht einem ein so eingerichteter Heliostat nicht zu Gebothe, so bedient man sich zur Leitung der Sonnenstrahlen in ein dunkles Zimmer eines Spiegels, den man an dem Fensterladen anschraubt, und mit zwei Schrauben versieht, wovon die eine den Spiegel um eine in seiner Ebene liegende Axe dreht, und die andere in einem vertikalen Kreise führt. Indem man nun die Schrauben zweckmäßig beweget, kann man den Spiegel stets in einer Stellung erhalten, wobei der Sonnenstrahl immer in derselben Richtung ins Zimmer gelangt.

Gravesand war der erste, der einen Heliostat zusammensetzte. Die nähere Anordnung und Berechnung dieses Instrumentes findet man in Biot, Gehlers Wörterbuche Art: Heliostat, und in Baumgartners Supplementbande pag. 576.

2) Heliotrop, von dem großen Mathematiker Gauß zu dem Zwecke erfunden, um bei großen über ein ganzes Land ausgedehnten Vermessungen dem Geometer durch Reflexion des Sonnenlichtes ein weit sichtbares und genau einen bestimmten Punkt darbiethendes Signal zu verschaffen. Dieses Instrument besteht aus einem Fernrohr A B (Fig. 36.), vor welchem zwei auf einander senkrechte Spiegel CD und EF befestiget sind, wovon EF kleiner als CD ist. Beim Gebrauche richtet man das Fernrohr auf den entfernten Beobachter O, dem man das Signal verschaffen will, und bringt durch Drehung die Spiegel in eine solche Stellung, daß man mit dem Fernrohre das Sonnenbild in dem kleineren Spiegel EF sieht; nun sieht der entfernte Beobachter in O das Sonnenbild in dem größeren Spiegel CD.

Denn ist SG der auf den Spiegel EF einfallende Sonnenstrahl und DC senkrecht auf EF, so ist SGD, der Einfallswinkel, und weil durch das Fernrohr das Sonnenbild in der Richtung BG gesehen wird, so ist GB der reflektirte Strahl und folglich ist

$$SGD = DGB, \text{ aber}$$
$$DGB = CGO \text{ als Scheitelwinkel, daher}$$
$$SGD = CGO \text{ und, weil}$$

GF, das Einfallsloth in Beziehung auf den größeren Spiegel DC, so ist GO wirklich der von diesem Spiegel dem Beobachter zugeworfene Strahl, der mit dem vom kleineren Spiegel reflectirten GB eine gerade Linie bildet.

Wegen der großen Intensität des Sonnenlichtes ist das reflektirte Sonnenbild noch in bedeutenden Entfernungen sichtbar; dazu ist es auf einen sehr kleinen Raum beschränkt, indem ein Spiegel von 3 Zoll im Durchmesser in einem Abstande von einer Meile nur unter einem Winkel von zwei Sekunden erscheint, folglich kann bei noch größeren Entfernungen, bei denen man sich erst dieses Instruments bedienet, der leuchtende Gegenstand auf den Sehwinkel von einer halben Sekunde eingeengt werden. Die Lebhaftigkeit des reflektirten Lichtes ist noch immer so groß, daß man das Sonnenbild in einem 3zolligen Spiegel in einer Entfernung von fünf deutschen Meilen

mit freiem Auge sieht, wo doch der Spiegel selbst nur unter dem Sehwinkel von einer halben Sekunde erscheint.

3) Goniometer. Im allgemeinen beruhet die Einrichtung der Goniometer auf folgender Betrachtung. Sind A B und BC (Fig. 37. a) die zwei spiegelnden Seitenflächen eines Krystalls, so läßt sich offenbar durch eine Drehung des Krystalls die Ebene BC in die Lage bringen, wie vorhin A B war, und das Auge O sieht den Lichtpunkt D durch Reflexion eben so in der zweiten Fläche wie vorhin in der ersten. Will man den Winkel ABC eines kleinen Krystalls messen, so befestige man den Krystall an die Axe eines eingetheilten Kreises dergestalt, daß die Kante B mit der Drehungsaxe des Kreises zusammenfalle, beobachte das durch die Reflexion von einer Seitenfläche entstandene Bild eines weit entfernten Gegenstandes, drehe hierauf den Kreis mit dem Krystall, bis dasselbe Bild genau in derselben Lage auf der andern Fläche des Krystalls erscheint. In diesem Falle ist die zweite Fläche in der Lage, in welcher früher die erste war, und so gibt die Anzahl Grade, um welche man den Kreis gedrehet hat, die Größe des Winkels aBC, wodurch auch der Winkel ABC bekannt wird.

Über die Goniometer von Wollaston, Charles und Baumgartner sieh Baumgartners Supplementband.

4) Der Wall- oder Operngucker ist eine mit einer Seitenöffnung versehene Röhre (Fig. 37. b.) wo der Öffnung gegenüber ein Planspiegel unter einem Winkel feststeht, und den von der Seite kommenden Strahl SA nach AO reflektirt. Auf diese Weise wird man in den Stand gesetzt, die seitwärts befindlichen Gegenstände zu sehen, während die Umstehenden glauben, man schaue in der Richtung OA.

5) Das Zauberperspektiv ist eine Röhre mit vier Spiegeln A, B, C, D, (Fig. 37. c) die so aufgestellt sind, wie es die Figur zeigt: Ein Strahl, der von dem Objekte S kommt, wird von A nach B, dann nach C und D, von da zum Auge reflektirt, und dadurch das Object S dem Beobachter in O sichtbar, wenn auch zwischen S und O undurchsichtige Gegenstände, z. B. eine Mauer stehen sollten.

§. 27.

Von gekrümmten Spiegeln.

Die gekrümmten Spiegel sind sphärische, cylindrische, konische, parabolische u. s. f. je nachdem die spiegelnde Ober-

fläche einer Kugel, oder einem Cylinder, Kegel, Paraboloid u. s. f. angehört. Sie heißen Hohl- oder Concavspiegel, wenn die hohle, und erhabene oder Converspiegel, wenn die erhabene Seite der krummen Fläche die spiegelnde ist. Wir wollen unsere Aufmerksamkeit vorzüglich auf die sphärischen Spiegel richten, als diejenigen, die fast einzig mit der erforderlichen Genauigkeit geschliffen werden können, und von denen ein häufiger und nutzreicher Gebrauch gemacht wird.

Von sphärischen Hohlspiegeln.

Es sei MAN (Fig.38.) ein Hohlspiegel, oder ein auf der inneren concaven Seite polirtes Kugelsegment von einigen Graden, seine Mitte in A, und sein Krümmungsmittelpunkt in C. Die durch A und C gehende gerade Linie, wie SCA, wird die Axe des Spiegels und jeder vom leuchtenden Punkte durch den Mittelpunkt der Krümmung gezogene Strahl ein Hauptstrahl genannt.

1) Ein jeder Hauptstrahl wird in sich selbst reflektirt, er mag von einem in oder außer der Axe liegenden Lichtpunkte gezogen werden. Denn sind SA und S'B zwei Hauptstrahlen, die den Spiegel in A und B treffen, und deren Richtung nach der Reflexion man zu erfahren wünscht; so errichtet man in A und B die Einfallslothe, nämlich die Halbmesser CA und CB, die auf den Tangenten der Auffallspunkte A und B senkrecht stehen, und man sieht, daß die Hauptstrahlen mit den Einfallslothen zusammen fallen, folglich auch in der Richtung der letzteren reflektirt werden.

2) Alle Strahlen die von einem in der Axe liegenden Lichtpunkte kommen, und mit der Axe denselben Winkel bilden, werden durch die Reflexion in einem Punkte der Axe vereinigt.

Sei S ein leuchtender Punkt in der Axe, SM ein Strahl, der mit der Axe den Winkel ϕ bildet, und man begreift leicht, daß alle um die Axe herumliegenden Strahlen des Lichtpunktes S, die mit ihr denselben Winkel ϕ einschließen, eine Kegelfläche MSN bilden, welche SM durch Drehung um diese Axe beschreiben würde. Man suche die Reflexion eines Strahles dieses Lichtkegels z. B. des Strahls SM; errichte zu diesem Zwecke in M das Einfallsloth CM, und ziehe in der Einfallsebene SMA die Linie Mx dergestalt, daß der Winkel CMF dem

Einfallswinkel (w) gleich wird, so ist Mx die Richtung des reflectirten Strahles, F der Punkt, in dem er die Axe schneidet, und ϕ' der Winkel, den er mit ihr einschließt. Da dieß von allen Strahlen der betrachteten Lichtkegelfläche gilt, so ist klar, daß sie sämtlich nach der Reflexion die Axe in dem Punkte F durchschneiden, ringsum gegen sie die Neigung ϕ' haben, und somit eine Kegelfläche bilden, die durch die Umdrehung des reflektirten Strahles MF um die Axe entstehet; die Spitze des Kegels F ist der Vereinigungspunkt, und FA seine Entfernung vom Spiegel, die Vereinigungsweite der Strahlen.

3) Man suche die Vereinigungsweite der Strahlen, die mit der Axe einen sehr kleinen Winkel einschließen.

Sey SA = a, die Entfernung des leuchtenden Punktes vom Spiegel, und FA = α die Vereinigungsweite, CA = CM = r der Halbmesser des Spiegels.

Aus dem Dreyecke SCM erhält man

$$\text{Sin. } w = \text{sin. } \phi \left(\frac{a - r}{r}\right) \quad (1) \text{ und}$$

aus dem Dreiecke SMF ergibt sich der äußere Winkel

$$\phi' = \phi + 2w \text{ und}$$

$$CF = r - \alpha = \frac{r \text{ sin. } w}{\text{sin. } \phi'}, \text{ woraus}$$

$$\alpha = r - \frac{r \text{ sin. } w}{\text{sin. } \phi'}, \quad (2)$$

Ist ϕ ein sehr kleiner Winkel, so ist auch w und ϕ' sehr klein, und man kann ϕ, w, und ϕ' ihren Sinussen proportionirt annehmen, so daß man aus den Gleichungen (1) und (2) erhält $\frac{w}{\phi} = \frac{a - r}{r}$ und $\alpha = r - \frac{rw}{\phi + 2w}$

$$\text{mithin } \alpha = r\left(\frac{\phi + w}{\phi + 2w}\right) = \frac{r\left(1 + \frac{w}{\phi}\right)}{1 + \frac{2w}{\phi}},$$

substituirt man den Werth von $\frac{w}{\phi}$, so findet man

$$\alpha = \frac{r\left(\frac{a}{r}\right)}{\frac{2a}{r}-1} = \frac{ar}{2a-r} \text{ oder}$$

$2a\alpha - \alpha r = ar$, woraus sich durch die Division mit $a\alpha r$ die folgenreiche Formel ergibt:

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \text{ oder wenn}$$

$$\text{man } \frac{r}{2} = p \text{ setzt } \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{p} - \frac{1}{a} \quad (3)$$

Aus diesem Ausdrucke ist ersichtlich, daß die Vereinigungsweite der nahe an der Axe befindlichen Strahlen von dem Winkel ϕ unabhängig ist; folglich vereinigen sich alle Strahlen, die mit der Axe einen kleinen Winkel bilden, also die Mitte des Spiegels treffen (Centralstrahlen), nach der Reflexion in einem einzigen Punkte F, von wo aus sie ihre geradlinige Richtung fortsetzen, und im Auge, das sich innerhalb des Strahlenkegels xFy befindet, dieselbe Empfindung erzeugen, als wäre der leuchtende Punkt S in diesem Vereinigungspunkte F, d. h. das Bild von S wird in F erscheinen.

4) Ist S′ ein leuchtender Punkt außerhalb der Axe jedoch nur in geringem Abstande von ihr, so kann man offenbar seinen Hauptstrahl S′CB zur Axe machen, wenn man sich den Spiegel an der einen Seite um Nn = AB, d. i. so weit verlängert denkt, daß B die Mitte des Spiegels wird, und nun werden auch die von S′ ausgehenden, und nahe dem Hauptstrahle befindlichen Strahlen, durch die Reflexion in einem Punkte dieses Hauptstrahles z. B. f vereinigt, und die Vereinigungsweite auf dieselbe Weite ausgemittelt, wie früher für einen in der Axe SCA liegenden Lichtpunkt, so daß man hat

$$\frac{1}{Bf} = \frac{1}{p} - \frac{1}{S'B}$$

Aber auf diese Weise wird die Reflexion der von S′ kommenden Strahlen erfolgen, und die Vereinigungsweite bestimmt,

auch noch dann, wenn das hinzugesetzte Stück des Spiegels wieder hinweggenommen wird; mithin ist es gewiß, daß die Strahlen, die von einem leuchtenden Punkte, er mag in oder außer der Axe liegen, auf einen Hohlspiegel auffallen, und mit dem Hauptstrahle sehr kleine Winkel einschließen, vom Spiegel dergestalt reflektirt werden, daß sie sich in einem Punkte des Hauptstrahles vereinigen, dessen Lage man mittelst der Formel (3) berechnet.

§. 28.

Bestimmung der Vereinigungsweite für verschiedene Abstände des leuchtenden Punktes vom Spiegel.

Man setze in der Gleichung $\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{p} - \frac{1}{a}$,

1. die Größe $a = \infty$ d. h. man nehme die auf den Spiegel fallenden Strahlen als parallel zur Axe an, so ist $\alpha = p$, d. h. alle zur Axe parallele und ihr nahe liegende Strahlen werden durch die Reflexion in einem Punkte vereinigt, dessen Abstand vom Spiegel dem halben Halbmesser gleich ist. Wegen dieser Eigenschaft heißen die Hohlspiegel Sammelspiegel. Man nennt die Vereinigungsweite paralleler Strahlen die Brennweite, und ihren Vereinigungspunkt den Brennpukt, weil direkte Sonnenstrahlen, die als parallel gelten können, nach ihrer Reflexion durch den Hohlspiegel in diesem Vereinigungspunkte eine so große Hitze entwickeln, daß dasebst entzündbare Körper verbrannt werden.
2. So lange a größer ist als die Brennweite p, ist α positiv, und der Vereinigungspunkt liegt vor dem Spiegel; läßt man in diesem Falle a abnehmen, so muß α zunehmen, d. h. bei Annäherung des leuchtenden Punktes entfernt sich das Bild von dem Spiegel.

   Ist $a = 2p$, so ist $\frac{1}{a} = \frac{1}{2p}$ und daher $\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{2p}$

oder $\alpha = 2p$. d. h. ist der leuchtende Punkt im Mittelpunkte der hohlen Kugel, wovon der Spiegel ein Abschnitt ist, so ist auch das Bild an demselben Orte.

Befindet sich der leuchtende Punkt zwischen dem Mittel- und dem Brennpunkte, oder ist $a < 2p$, aber doch größer als p so ist auch $\frac{1}{a} > \frac{1}{2p}$ oder $\frac{1}{p} - \frac{1}{a} < \frac{1}{p} - \frac{1}{2p}$ woraus $\alpha > 2p$, d. h. das Bild steht vor dem Mittelpunkte der Krümmung.

3. Steht der Gegenstand im Brennpunkte, oder ist $a = p$, so ist $\frac{1}{\alpha} = 0$ und $\alpha = \infty$ d. h. die Strahlen werden von dem Spiegel in einer mit dem Hauptstrahl parallelen Richtung reflektirt.

4) Ist der Abstand a kleiner als die Brennweite p, so ist α negativ, d. h. setzt man den Lichtpunkt S innerhalb der Brennweite (Fig. 39.), so können sich die reflektirten Strahlen nicht mehr vor dem Spiegel mit ihrem Hauptstrahle vereinen, sondern sie werden divergirend reflektirt, als kämen sie von einem Punkte s, hinter dem Spiegel; daher wird das Auge, das sie treffen, einen leuchtenden Punkt hinter dem Spiegel in s zu sehen glauben.

5. Fallen die Strahlen auf den Hohlspiegel convergirend auf, so daß sie ohne Hinderniß sich in einem Punkte hinter demselben vereinigen würden, z. B. in S (Fig.40.), so ist a negativ zu nehmen, und man hat

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{p} + \frac{1}{a}$$

In diesem Falle ist α positiv und kleiner als a oder $\alpha < a$ d. h. es vereinigen sich die Strahlen nach der Reflexion, und früher als sie ohne Reflexion sich vereinigen würden.

§. 29.

Lage und Größe der durch Hohlspiegel erzeugten Bilder von ausgedehnten Gegenständen.

Die Lage und Größe dieser Bilder richtet sich eben so nach dem Abstande des Gegenstandes vom Hohlspiegel, wie die Vereinigungsweite der Strahlen. Man wird hiebei die Fälle

unterscheiden, wo der Gegenstand außer der Brennweite, im Brennpunkte, und innerhalb der Brennweite sich befindet.

In allen diesen Fällen findet man das Bild, wenn man von den Randpunkten des Gegenstandes die Hauptstrahlen zieht, und für einen jeden nach der Formel (3) die Vereinigungsweite ausmittelt; aber auch einfach und leicht ist folgendes Verfahren:

1) Ist der Gegenstand, dessen Durchmesser ab (Fig. 41.) seyn soll, außerhalb der Brennweite, nnd zugleich in einem Abstande, der größer ist, als der Halbmesser des Spiegels; so zieht man von den Randpunkten nebst den Hauptstrahlen aB, bD auch die zur Axe parallelen aM, bN; letztere gehen nach der Reflexion durch den Brennpunkt F, und vereinigen sich, wie leicht zu ersehen ist, in den Punkten a′, b′ mit ihren Hauptstrahlen. Diese Punkte a′, b′ sind zugleich die Sammelpunkte aller von a und b auf den Spiegel kommenden Strahlen, mithin auch der Bilder dieser Punkte. Die Bilder der zwischen a und b befindlichen Punkte fallen zwischen a′ und b′, und wenn a blaues und b rothes Licht aussendet, so wird a′ blau und b′ roth erscheinen; demnach erblickt man in a′ b′ (zwischen dem Mittelpunkte C und dem Brennpunkte) eine eben so geordnete Reihe von lichtausstrahlenden Punkten wie in ab, also ein Bild von ab, welches umgekehrt und kleiner ist, als der Gegenstand. Wenn aber der leuchtende Gegenstand ab (Fig. 42.) zwischen dem Mittelpunkte und dem Brennpunkte liegt, so rückt das Bild über den Mittelpunkt hinaus, und wird größer als der Gegenstand, bleibt aber in umgekehrter Lage. Denn man überzeugt sich durch ein ähnliches Verfahren, wie im vorigen Falle, daß die Hauptstrahlen von den zur Axe parallel gezogenen Strahlen aM und bN nach der Reflexion vor dem Mittelpunkte C in den Punkten a′ und b′ geschnitten werden und das Bild des Gegenstandes sich in a′ b′ zeigt.

2) Bringt man den Gegenstand ab in den Brennpunkt, so sieht man nirgends mehr sein Bild, weil die von jedem Punkte auf den Spiegel fallenden Strahlen in parallelen Richtungen reflektirt werden, und sich daher nirgends mehr vereinen können.

3) Steht der Gegenstand ab (Fig. 43.) innerhalb der Brennweite, so ist nach dem vorigen §. die Vereinigungsweite negativ, und die Bilder von a und b fallen hinter den Spiegel

nach a′ und b′, wie man sich überzeugt, wenn man von den Rändern die zur Axe parallelen Strahlen zieht, und die Punkte sucht, wo sie die Hauptstrahlen nach ihrer Reflexion schneiden', dieses wird wegen der Divergenz der reflektirten Strahlen hinter dem Spiegel in a′ und b′ erfolgen, und so entsteht hinter demselben ein vergrößertes und aufrecht stehendes Bild.

Das Verhältniß zwischen dem Durchmesser des Bildes und dem des Gegenstandes oder die sogenannte Vergrößerungszahl, läßt sich aus der Ähnlichkeit der Dreyecke abC und a′b′C (Fig. 41.) bestimmen; man hat nämlich

$$\frac{a'b'}{ab} = \frac{Cc'}{Cc} = \frac{2p - \alpha}{a - 2p},$$

und setzt man anstatt α den Werth aus der Formel (3) §. 28. so erhält man nach einigen leichten Reductionen den Ausdruck

$$\frac{a'b'}{ab} = \frac{p}{a - p}$$

Daraus findet man, daß solange $a > 2p$ ist, $a - p > p$ mithin auch $ab > a'b'$ d. h. das Bild kleiner als der Gegenstand wird. Ist $a = 2p$, so ist $a - p = p$ und $ab = a'b'$, oder Bild und Gegenstand haben dieselbe Größe. Wird $a < 2p$ aber $a > p$, so ist $a - p < p$; mithin das Bild größer als der Gegenstand.

Und ist $a < p$, so ist um so mehr $a - p < p$ folglich auch $ab < a'b'$, oder das in diesem Falle hinter dem Spiegel erscheinende Bild ist größer als der Gegenstand. Aus der ganzen Darstellung ergibt sich das Resultat, daß sobald der Gegenstand außerhalb der Brennweite steht, ein umgekehrtes Bild vor dem Spiegel sich zeigt und zwar verkleinert, wenn der Abstand des Gegenstandes vom Spiegel größer als der Halbmesser ist, und vergrößert, wenn das Gegentheil Statt findet; ist jedoch der Gegenstand innerhalb der Brennweite aufgestellt, so sieht man allezeit ein vergrößertes und aufrecht stehendes Bild hinter dem Spiegel.

Das vor dem Hohlspiegel in der Luft schwebende Bild (Luftbild) scheint dem Beobachter hinter dem Spiegel, so wie er es in den ebenen Spiegeln zu sehen gewohnt ist, sich zu befinden; doch kann die Lage des Bildes dadurch kennbar gemacht werden, daß man den Ort. wo das Bild erscheint, mit Körpern umstellt. — Der Beobachter sieht das Bild nur da, wo die vom Spiegel kommenden Strahlen sein Auge treffen. Will er auch bei andern Stellungen des Auges das Bild wahrnehmen, so muß sich dieses auf einem durchsichtigen Vorhange oder in einem durch das Bild erleuchteten Rauche darstellen. Auf

ähnlichen Kunstgriffen beruhen die Geistererscheinungen oder die Darstellungen von Luftbildern.

Je größer das Bild wird, desto matter erscheint es erleuchtet, indem die Menge der vom Spiegel aufgefangenen Strahlen bei der Bewegung des Gegenstandes vom Mittelpunkte gegen den Brennpunkt, nicht in dem Grade zunimmt, als die Größe des Bildes wächst.

§. 30.

Abweichung wegen der Kugelgestalt des Spiegels.

Die genaue Vereinigung der reflektirten Strahlen in einem Punkte findet nur in dem Falle Statt, wo die Winkel, die im §. 27. mit φ und φ' bezeichnet wurden, sehr klein sind; darum gibt man dem Spiegel nur eine Öffnung von wenigen Graden. Allein selbst bei dieser Kleinheit der Öffnung werden die Strahlen, welche den Rand des Spiegels treffen (Randstrahlen) nicht in dem Punkte sich vereinigen, wo die von demselben Punkte ausgehenden Centralstrahlen zusammenkommen; denn ist F (Fig. 44.) der Sammelpunkt der Centralstrahlen, und SM ein Randstrahl, so wird wegen des größern Winkels φ, den letzterer mit der Axe bildet, auch w und φ' vergrößert, und der Punkt f, in welchem der reflektirte Randstrahl mit der Axe zusammentrifft, dem Spiegel genähert. Die Randstrahlen erleiden also eine Abweichung, indem ihr Vereinigungspunkt dem Spiegel näher rückt. Die Folge davon ist, daß das Bild des leuchtenden Punktes nicht mehr als ein Punkt, sondern als ein kleiner Kreis, und daher das Bild eines ausgedehnten Gegenstandes undeutlich erscheint. Diese Undeutlichkeit, die ihren Grund in der Kugelgestalt des Spiegels hat, nimmt von der Axe gegen die Ränder zu, weil auch die Abweichung bei den leuchtenden Punkten außer der Axe größer ist, und dieß desto mehr, je weiter sie von der Axe abstehen.

Die Größe Ff wird die Längenabweichung und die in F senkrecht auf der Axe gezogene Größe Fg, um welche sich der reflektirte Randstrahl Mfg von der Axe im Vereinigungspunkte der mittleren Strahlen entfernt, die Seitenabweichung genannt. Wir wollen diese beiden Abweichungen nur für den Fall bestimmen, wo die Strahlen von einem entfernten leuchtenden Punkte kommen, und daher parallel auf den Spiegel fallen.

Ist MAN der Kreisbogen, durch dessen Umdrehung um die Axe CA (Fig. 45.) die spiegelnde Kugelfläche entsteht, so heißt die Sehne MN die Öffnung des sphärischen Spiegels, deren Hälfte MP = x seyn soll. Wegen des angenommenen Parallelismus des Randstrahles S'M zu SA ist der Winkel MCA = w, und mithin

$$Cf = r \frac{\sin. w}{\sin. 2w} = r \frac{\sin. w}{2 \sin. w \cos. w} = \frac{r}{2 \cos. w}$$

aber es ist CP = r. cos. w und zugleich

CP = $\sqrt{(r^2 - x^2)}$; mithin

$$\text{Cos. } w = \frac{\sqrt{(r^2 - x^2)}}{r} = \sqrt{\left(1 - \frac{x^2}{r^2}\right)}$$

Da x rücksichtlich des Halbmessers des Spiegels eine kleine Größe ist, so können die vierten Potenzen von x vernachläßigt werden, und man hat, wenn die Quadratwurzel nach dem binomischen Lehrsatze entwickelt wird,

$$\cos. w = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{x^2}{r^2} \text{ folglich}$$

$$Cf = \frac{r}{2\left(1 - \frac{x^2}{2r^2}\right)} \text{ und da}$$

die Vereinigungsweite der parallelen Centralstrahlen

$$AF = \frac{r}{2} = CF \text{ ist,}$$

$$\text{so ist } Cf - CF = Ff = \frac{r}{2\left(1 - \frac{x^2}{2r^2}\right)} - \frac{r}{2} = \frac{r}{2} \cdot \frac{\left(\frac{x^2}{2r^2}\right)}{1 - \frac{x^2}{2r^2}}$$

entwickelt man den Quotienten und vernachlässigt die vierten Potenzen von x, so erhält man die Längenabweichung

$$Ff \ \frac{x^2}{4r}$$, oder durch Einführung der Brennweite $p = \frac{r}{2}$

$$Ff = \frac{x^2}{8p} = 0.125 \frac{x^2}{p}$$

Die Seitenabweichung Fg findet man aus der Ähnlichkeit der Dreyecke Fgf und MfP; denn es ist

$$Fg = Ff \frac{x}{Pf}, \text{ aber}$$

$$Pf = Af - AP \text{ und } AP \text{ nahe} = \frac{x^2}{2r}$$

$$\text{somit } Pf = \frac{r}{2} - \frac{x^2}{4r} - \frac{x^2}{2r} = \frac{2r^2 - 3x^2}{4r} \text{ und}$$

daraus geht durch wirkliche Division mit Vernachläßigung der fünften Potenzen von x hervor,

$$Fg = \frac{x^3}{2r^2} = \frac{x^3}{8p^2}.$$

Dieser Ausdruck zeigt den Einfluß der Öffnung und des Krümmungshalbmessers des Spiegels auf die Abweichung und somit auf die Undeutlichkeit der Bilder. Will man reine und deutliche Bilder haben, so muß die Öffnung des Spiegels klein und der Halbmesser recht groß seyn.

Da sich die reflektirten Strahlen nicht in einem Punkte vereinigen, sondern der weiter von der Axe abstehende Strahl früher mit der Axe zusammenstößt; so muß ein jeder reflektirte Strahl durch den unmittelbar folgenden in einem Punkte geschnitten werden. Diese Durchschnittspunkte bilden eine krumme Linie, an welcher die zurückgeworfenen Strahlen die Tangenten darstellen, und welche die Brennlinie durch Reflexion (Katakaustika) genannt wird.

Wir wollen hier die Entstehung einer Brennlinie verfolgen, die sich uns so häufig zeigt, wenn ein nahe stehendes Licht seine Strahlen auf eine hohle Cylinderfläche z. B. eine Porzellantasse wirft. Es stelle der Kreis (Fig. 46.) den Querschnitt der Tasse vor, über deren Rande das Licht S sich befindet, der Strahl SB werde nach Bm, SC nach Cn', SD nach De, SE nach Ep u. s. f. reflektirt. Da nun alles von dem Bogen BC reflektirte Licht in dem kleinen Raume mn, das von CD in no u. s. f. sich vereinigt; so erscheint diese Linie mnop... bedeutend stärker erleuchtet, als der sie umgebende Raum. Sie ist die Brennlinie, die sich herzförmig an beiden Seiten der Axe erstreckt, und von den reflektirten Strahlen Cn, Do... in den Punkten n, o.. tangirt wird. Man sieht sie auch auf der Oberfläche eines mit Milch oder mit Dinte gefüllten Glases, das im Sonnenschein steht.

Die Beschaffenheit der Brennlinie ändert sich mit der Veränderung der Form der reflektirten Fläche.

§. 31.

Von sphärischen Converspiegeln.

Der concave Spiegel wird zu einem converen, sobald man ihn umkehrt, und die erhabene Seite des polirter Kugelabschnittes der leuchtenden Punkte zukehrt; darum braucht man nur in der Formel, die für sphärische Hohlspiegel abgeleitet wurde, den Halbmesser negativ zu setzen, um einen Ausdruck für die Vereinigungsweite der von einem sphärischen Converspiegel reflektirten Strahlen zu haben. Dieser ist

$$\frac{1}{\alpha} = -\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{a}\right)$$

und es ist daraus zu ersehen, daß die Vereinigungsweite für jeden positiven Werth von a negativ ist, d. h. die Spitze des reflektirten Strahlenkegels fällt in einen hinter dem Spiegel gelegenen Punkt des Hauptstrahls. Die Strahlen vereinigen sich nach der Reflexion nicht, sondern sie werden in divergirenden Richtungen vom Spiegel zurückgeworfen, und erregen im Auge das sie treffen, eine Empfindung, als wenn sie von der Spitze dieses reflektirten Lichtkegels ausgingen.

1. Ist $a = \infty$, so ist $\alpha = -p$ d. i. die parallel auffallenden Strahlen werden durch die Reflexion dergestalt divergirend gemacht, daß sie aus einem in der Mitte des Halbmessers liegenden Punkte zu kommen scheinen. Man nennt diesen Punkt den imaginären Brennpunkt, und die Converspiegel, wegen dieser Eigenschaft die parallelen Strahlen zu zerstreuen, Zerstreuungsspiegel.
2. Je näher der leuchtende Punkt dem Spiegel gebracht wird, und je kleiner der Halbmesser des Spiegels ist, desto mehr nähert sich der scheinbare Vereinigungspunkt (das Bild) dem Spiegel.
3. Für den (bei optischen Instrumenten vorkommenden) Fall des convergirenden Auffallens der Strahlen, ist a negativ zu nehmen, dadurch erhält man den Ausdruck

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{a} - \frac{1}{p}$$

welcher zeigt, daß wenn $a < p$, die Vereinigungsweite α positiv wird, d. h. die Strahlen werden sich wirklich in einem Punkte vor dem Spiegel vereinigen, wäre aber $a = p$, so würde $\alpha = \infty$ seyn, und folglich würden die Strahlen

in parallelen Richtungen reflektirt. Für den Fall, wo $a > p$ ist, bleibt α negativ und ist zugleich größer als p.

Die Formel für die Vereinigungsweite der erhabenen Kugelspiegel läßt sich auch direkt auf folgende Weise ableiten. Es sey SAC (Fig. 47.) die Axe, SM der Strahl, der mit der Axe einen sehr kleinen Winkel ϕ bildet, MC das Einfallsloth, w der Einfallswinkel, My der reflektirte Strahl, welcher verlängert, sich mit der Axe in F vereinigt, $AF = \alpha$ ist dann die Vereinigungsweite. Da die Winkel ϕ, w, und $MFA = \phi' = 2w - \phi$, sehr klein angenommen werden; so kann man sie ihren Sinussen proportionel setzen, und so erhält man aus dem Dreyecke SMC

$$\frac{w}{\phi} = \frac{a+2p}{2p},$$

wo $2p$ = dem Halbmesser des Spiegels ist; aus MFC folgt

$$FC = 2p.\frac{w}{\phi'} = 2p.\frac{w}{2w-\phi} = 2p.\frac{\frac{w}{\phi}}{\frac{2w}{\phi}-1};$$

hieraus: $FC = \left(\frac{a+2p}{a+p}\right)p$, und da

$$\alpha = 2p - FC, \text{ so ist auch}$$

$$\alpha = \frac{ap}{a+p} \text{ oder } \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{p} + \frac{1}{a}$$

Aus der Construktion ist ersichtlich, daß der Vereinigungspunkt hinter den Spiegel fällt, und daß demnach die Vereinigungsweite rücksichtlich jener bei den Hohlspiegeln, negativ ist. Führt man diesen Umstand in die Formel ein, so bekömmt man

$$\frac{1}{\alpha} = -\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{a}\right)$$

wie vorhin.

§. 32.

Lage, Größe und Stellung durch Convexspiegel erzeugter Bilder von ausgedehnten Gegenständen.

Man findet das Bild eines ausgedehnten Gegenstandes, indem man die Lage der Bilder von den Randpunkten nach

der Formel bestimmt, oder auch mit Hülfe eines zur Axe parallelen Strahls, wie es bei den Hohlspiegeln geschehen ist.

Ist ab (Fig. 48.) der Durchmesser eines Gegenstandes, so zieht man von den Randpunkten a und b nebst den Hauptstrahlen aC und bC auch noch die zur Axe DC parallelen aM und bN, welche nach ihrer Reflexion rückwärts verlängert durch den imaginären Brennpunkt F gehen, und ihre Hauptstrahlen in den Punkten a' und b' durchschneiden. Die Punkte a' und b' sind nun die scheinbaren Vereinigungspunkte der von a und b ausgehenden Strahlen, und a' b' ist das Bild von ab in aufrechter Stellung verkleinert und hinter dem Spiegel.

Die Größe läßt sich nach der Ähnlichkeit der Dreyecke abC und a'b'C bestimmen; denn es ist $\frac{a'b'}{ab} = \frac{2p-\alpha}{2p+a}$ und setzt man für α den Werth ohne Rücksicht auf seine Lage, so

$$\frac{a'b'}{ab} = \frac{2p - \frac{ap}{a+p}}{2p+a} = \frac{p}{p+a}$$

da für jeden positiven Werth von a die Größe $p+a > p$, so ist auch der Gegenstand ab größer als das Bild a' b'.

Fallen aber die Strahlen convergirend auf den Converspiegel, so, daß falls sie durchgehen könnten, ein Bild zwischen dem Spiegel und dem imaginären Brennpunkte entstehen würde d. h., ist a negativ, und zugleich $a < p$, dann ist

$$\frac{a'b'}{ab} = \frac{p}{p-a};$$

also erscheint das Bild in einer der vorigen entgegengesetzten Lage, nämlich vor dem Spiegel, ist aufrecht und auch größer als der Gegenstand, da $p-a < p$. Dasselbe Resultat ergibt sich, wenn man von den äußersten Punkten a und b (Fig. 49.) die Hauptstrahlen, und auch die zur Axe parallelen zieht, und nun die Punkte a' und b' sucht; wo die ersteren von den letzteren geschnitten werden.

Auch bei dieser Art von Spiegeln findet eine Abweichung wegen der Kugelgestalt Statt, die von denselben Umständen wie bei den Hohlspiegeln abhängig ist.

§. 33.

Andere Arten von gekrümmten Spiegeln.

1) Ist MAN (Fig. 50.) ein Parabelstück, das um seine Hauptaxe AB drehend gedacht wird, so entsteht durch diese Umdrehung ein parabolischer Hohlspiegel, dessen Haupteigenschaft darin besteht, daß alle zur Axe parallel einfallende Strahlen durch Reflexion genau in dem Brennpunkte der Parabel vereinigt werden. Denn ist SM ein Lichtstrahl, parallel zur AB einfallend, so wird er in M gerade so reflektirt, als wenn er die Tangirende xMy getroffen hätte, mithin so, daß die Winkel, welche der einfallende und der reflektirte Strahl mit xMy einschließen, einander gleich werden; nun ist es eine Eigenschaft der Parabel, daß der Winkel FMy, welchen die Tangirende mit dem Leitstrahle bildet, gleich ist dem Winkel xMS, welchen die Tangente mit einer durch den Berührungspunkt parallel zur Axe gezogenen geraden Linie macht, folglich erhält der Lichtstrahl SM durch die Reflexion die Richtung des Leitstrahls MF. Und so werden sämmtliche, zur Axe parallele Strahlen, sie mögen den Spiegel wo immer treffen, nach dem Brennpunkte F reflektirt; die Vereinigung erfolgt genau in einem Punkte, daher findet in diesem Falle keine Abweichung wegen der gekrümmten Gestalt des Spiegels Statt. — Umgekehrt, ist in F dem Brennpunkte der Parabel ein leuchtender Punkt, der den Strahl FM, auf den Spiegel sendet, so wird letzterer nach MS zurückgeworfen, so daß FMy=SMx; aber in diesem Falle muß vermög der erwähnten Eigenschaft der Parabel SM parallel zur Axe gehen, und da die Reflexion bei allen Strahlen auf dieselbe Weise vor sich geht, so folgt: daß alle Lichtstrahlen, die aus dem Brennpunkte auf den parabolischen Spiegel kommen, von diesem in Richtungen reflektirt werden, die zur Axe genau parallel sind.

2) Ist der Hohlspiegel durch die Umdrehung einer Ellipse um ihre große Axe entstanden, so werden alle aus einem Brennpunkte kommenden Strahlen nach der Reflexion sich genau in dem anderen Brennpunkt vereinigen. Denn aus der Theorie dieser krummen Linie ist bekannt, daß die beiden zu einem und demselben Punkte der Ellipse gezogenen Leitstrahlen mit der Tangirenden dieses Punktes gleiche Winkel bilden; hat also der einfallende Strahl die Richtung des einen Leitstrahles, so muß der reflektirte die Richtung des anderen annehmen.

Man darf nicht annehmen, daß bei diesen beiden Spiegelarten die Abweichung auch für jene Strahlen verschwindet, die aus Punkten kommen, welche außerhalb des Brennpunktes sich befinden. Im Gegentheil ist sie schon bei den Strahlen, die dem Brennpunkte nahe liegen, so auffallend, daß die Bilder der Gegenstände, die eine merkbare Ausdehnung haben, oft in einem hohen Grade undeutlich erscheinen; weswegen weder die parabolischen, noch die elliptischen Spiegel, selbst dann, wenn die Künstler die Schwierigkeiten der mechanischen Ausführung zu heben verständen, zur Vervollkommnung der optischen Werkzeuge wesentlich beytragen können.

3) Spiegel, deren polirte Oberfläche cylindrisch ist, heißen Cylinderspiegel. Sie wirken in der Richtung der Axe als ebene, und in der darauf senkrechten Richtung als concave oder convexe Kugelspiegel, je nachdem die hohle oder die erhabene Seite des Cylinders polirt ist; deshalb zeigen sich in den Cylinderspiegeln die Gegenstände der Höhe nach in ihrer wahren Größe, aber der Breite nach, vergrößert oder verkleinert.

4) Konische Spiegel stellen nach der Seite des Kegels eine Menge unendlich schmaler, ebener Spiegel vor, in der zur Grundfläche parallelen Richtung eine Menge erhabener Spiegel, deren Krümmungs-Halbmesser gegen den Scheitel zu immer kleiner werden; diesem gemäß erscheinen die Gegenstände in Kegelspiegeln in ihrer natürlichen Höhe aber mit einer nach oben zu abnehmenden Breite.

Stellt man vor einen Cylinder- oder Kegelspiegel ein in richtigen Verhältnissen gezeichnetes Bild, so sieht man es im Spiegel verzerrt; wollte man das Bild im Spiegel in richtigen Verhältnissen sehen, so müßte es nach gewissen Regeln unrichtig und verzerrt gezeichnet werden. Diese Regeln sind für den Cylinderspiegel zu verwickelt; die leichteren für den konischen Spiegel lassen sich aus folgender Darstellung übersehen.

Das Auge O (Fig. 51.), welches in der Verlängerung der Axe eines Kegelspiegels ruht, wird offenbar die um den Spiegel herumliegenden Punkte auf der Basis BC erblicken. Soll daselbst ein Bild gesehen werden, dessen Theile in richtigen Verhältnissen stehen, so müssen diese Theile rings um den Spiegel zweckmäßig vertheilt werden. Man entwirft zu diesem Behufe die Zeichnung des Bildes, das im Spiegel gesehen werden soll, auf einem der Grundfläche des Kegels gleichen Kreise, wählt hierauf einige Hauptpunkte E, F, G.. in dem Durchmesser CB aus, zieht von diesen Punkten gerade

Linien zum Auge O, nämlich EO, FO, GO, welche die Seiten des Kegels, die der durch BC und den Scheitel A gelegten Ebene angehören, in H, J, und K schneiden, in diesen Durchschnittspunkten errichtet man die Winkel CHe=CHE, CJf=CJF, und BKg=BKG, so sind e, f, g, die Stellen, wohin die Punkte des Bildes, E, F, G übertragen werden müssen, um im Spiegel an dem gehörigen Orte zu erscheinen. Denn der von e ausgehende Strahl erleidet in H eine Reflexion nach dem Gesetze, daß die Ergänzung des Einfallswinkels CHe gleich ist der Ergänzung des Reflexionswinkels x; weil aber auch CHe=CHE=AHO, so ist x=AHO und HO der reflektirte Strahl, in dessen Richtung das Auge den Punkt e erblickt, nämlich auf der Basis in E, wo er auch gesehen werden soll. So werden die Strahlen fJ, gK nach JO und KO reflektirt, und die Spiegelbilder von f und g in F und G erscheinen.

Auf diese Weise überträgt man alle Hauptpunkte der Zeichnung auf die Umgebung der Grundfläche, und benützt die so erhaltenen Punkte zur Darstellung des ganzen Zerrbildes. Es ist leicht einzusehen, daß die Punkte, welche das Auge um die Mitte sehen soll, am weitesten entfernt werden müssen; dieß hat z. B. bei einem abgebildeten Gesichte, dessen Mund in der Mitte des Spiegelbildes erscheinen soll, die Seltsamkeit zur Folge, daß die Lippen rund um den Rand des Zerrbildes laufen.

§. 34.

Gebrauch der Hohlspiegel.

Zum Schluße der auf die Spiegel sich beziehenden Betrachtungen wollen wir unsere Aufmerksamkeit auf den großen Nutzen lenken, welchen die Hohlspiegel auf Leuchtthürmen und bei anderen Beleuchtungen, so wie auch als Brennspiegel gewähren.

1) Aus den Untersuchungen über die Lichtstärke ist es bekannt, daß der Hauptgrund ihrer Abnahme bei größerer Entfernung in der Divergenz der Strahlen liegt; wollte man also noch in großen Entfernungen einen hinlänglich starken Lichteindruck erzeugen, so müßte man diese Divergenz der Strahlen verhindern. Dieß kann durch Hohlspiegel bewirkt werden. Denn ist im Brennpunkte desselben ein leuchtender Punkt, so werden die Strahlen in Richtungen reflektirt, die zur Axe parallel sind,

folglich hält der Hohlspiegel die Lichtstrahlen des leuchtenden Punktes beisammen, so daß sie, falls sie an sich intensiv sind, und keine besondere Schwächung durch die Atmosphäre erleiden, noch in bedeutenden Fernen einen in hohem Grade verstärkten Lichteindruck hervorbringen. Diese Wirkung wird durch parabolische Spiegel vollkommener erreicht, als durch sphärische, denn bei den letzteren darf die Öffnung nur klein seyn, wenn alle reflektirte Strahlen parallel bleiben sollen; bei den ersteren sind auch noch jene Strahlen parallel, welche den Spiegel weit von der Axe treffen, folglich kann der parabolische Spiegel wegen der größeren Öffnung, die er gestattet, eine bedeutende Lichtmenge nach einer bestimmten Richtung zurückwerfen. Deswegen ist auch die neuere Einrichtung der Reverberen parabolisch. Indessen darf nicht unberücksichtigt bleiben, daß wir uns bei allen Beleuchtungen größerer Flammen bedienen, deren Strahlen nicht von dem Brennpunkte allein auf den Spiegel kommen, und somit auch nicht sämmtlich parallel zur Axe reflektirt werden können; aber immer werden die Strahlen der Flamme durch den Hohlspiegel in so großer Menge beisammen gehalten, daß der Zweck, in ansehnlicher Ferne eine verstärkte Erleuchtung hervorzubringen, vollständig genug erreicht wird. Damit die Leuchte des Thurmes nicht auf eine gewisse Gegend beschränkt bleibe, so erhält der Hohlspiegel eine drehende Bewegung um eine vertikale Axe, und zwar in der Art, daß er in jeder Stellung eine kurze Zeit verweilt.

2) Fällt das direkte Sonnenlicht auf einen Hohlspiegel (Fig. 52.), so entsteht im Brennpunkte ein kreisrundes Sonnenbild (Brennraum genannt), dessen Halbmesser $Ff = p.\ \text{tang.}\ \phi$, wo die Brennweite $p = AF = CF$, und $\phi =$ dem Winkel ist, unter welchem der Halbmesser der Sonne Ss von dem Krümmungsmittelpunkte des Spiegels aus erscheint, und dessen mittlerer Werth 16 Minuten beträgt. Man hat also

$$Ff = p\ \text{tang.}\ 16' = \text{beinahe}\ \frac{p}{216}.$$

Da alle den Hohlspiegel treffende Sonnenstrahlen durch die Reflexion im Brennraume vereinigt werden, so verhält sich die natürliche Dichte der Strahlen am Spiegel ($=d$) zu der Dichte derselben im Brennraume ($=d'$) umgekehrt, wie diese Flächen oder wie die Quadrate ihrer Halbmesser, d. i.

$$d : d' = \left(\frac{p}{216}\right)^2 : x^2$$

$$\text{oder } \frac{d'}{d} = 46656. \frac{x^2}{p^2}$$

wo x der Halbmesser der Spiegelöffnung ist.

Man nimmt gewöhnlich an, daß die Dichte der erwärmenden Wirkung der Strahlen proportional ist; wäre nun diese für die Strahlen von natürlicher Dichte gleich 40°C, so müßte die Erwärmung im Brennpunkte des Hohlspiegels

$$1866240. \frac{x^2}{p^2}$$

Grade betragen.

Gesetzt, es wäre p = 5 Fuß, die halbe Öffnung = 10°, mithin x = 10 sin. 10° = 1,736, so würde die Erwärmung im Brennpunkte auf 224971°C steigen, wenn keine Wärme an die Umgebung abgegeben würde.

Aus der gefundenen Formel ist also zu ersehen, daß die Wirkung eines Brennspiegels sich direkt wie seine Fläche, und umgekehrt, wie das Quadrat seiner Brennweite verhält. Jedoch wird das Verhältniß dieser zwei Größen durch die Abweichung wegen der Kugelgestalt beschränkt. — Soll die Seitenabweichung nicht größer seyn, als das Sonnenbild im Brennpunkte, so muß $p. \text{tang.} 16' = \frac{x^3}{8p^2}$ oder

$$x = 2p\sqrt[3]{\text{tang.} 16'}$$

und da 2p = r dem Krümmungshalbmesser, so ist

$$\frac{x}{r} = \sqrt[3]{\text{tang.} 16}, \text{ aber } \frac{x}{r} = \text{sin. MCA}$$

mithin $\text{sin. MCA} = \sqrt[3]{\text{tang.} 16'}$ und
$\text{MCA} = 9° 36'$

Es kann also die ganze Öffnung eines solchen Brennspiegels höchstens 19° 18' betragen.

Hieraus wird die Möglichkeit begreiflich, mit Brennspiegeln die schwerflüssigen Metalle, wie Gold, Platina, zu schmel-

zen und überhaupt Wirkungen hervorzubringen, die sich nur durch das heftigste Feuer erzeugen lassen. Allein diese Wirkungen erfordern sehr große Brennspiegel, die schwer zu verfertigen sind; darum versuchte schon Kircher in der Mitte des 17ten Jahrhundertes und Buffon im Jahre 1747 dasselbe mit ebenen Spiegeln zu leisten. Letzterer verband 168 ebene Spiegel durch Charniere mit einander, machte sie nach allen Seiten beweglich, und stellte sie dergestalt auf, daß alle das auffallende Sonnenlicht auf einen Punkt reflektirten. Mit 40 so verbundenen, 6 Zoll hohen und 8 Zoll breiten Spiegeln setzte er ein getheertes Brett in 50 Fuß Entfernung in Brand; 117 Spiegel brachten Silber zum Schmelzen. Auch Archimedes soll die römische Flotte von Syrakus durch ebene mit einander verbundene Spiegel angezündet haben. Tschirnhausen ließ aus dicken Kupferplatten einen Hohlspiegel von 6 Fuß Durchmesser und 4 Fuß Brennweite verfertigen; damit konnte er Holz in volle Flammen setzen, Silber schmelzen, Ziegel und Erden verglasen.

Von der Brechung des Lichtes.
(Dioptrik.)

§. 35.

Vorbegriffe.

Unter der Brechung des Lichtes versteht man die Ablenkung, welche das Licht bei einem Übergange aus einem Mittel in ein anderes, in seiner Richtung erleidet.

Ist MN (Fig. 53.) die Trennungsfläche beider Mittel, und SA der einfallende Strahl, BC das Einfallsloth und Ax der gebrochene Strahl, so nennet man den Winkel SAB, welchen der einfallende Strahl mit dem Einfallslothe bildet, den Einfallswinkel, die Ebene desselben, die Einfallsebene, den Winkel CAx, welchen der gebrochene Strahl und das Einfallsloth einschließen, den Brechungswinkel, seine Ebene die Brechungsebene, den Winkel yAx, um welchen der gebrochene Strahl Ax von der Richtung des einfallenden SAy abweicht, heißt der gebrochene oder der Ablenkungswinkel.

Wäre die Trennungsfläche beider Mittel MN (Fig. 54.) eine krumme Fläche, so betrachtet man das Element um den Einfallspunkt A als zusammenfallend mit seiner Berührungsebene PQ und die Brechung, als auf dieser Berührungsebene vor sich gehend.

Es gibt Körper, wie der isländische Kalkspath, der Bergkrystall und andere, in welchen jeder einzelne einfallende Lichtstrahl in zwei besondere verschieden gebrochene Strahlen getheilt wird. Diese Erscheinung der doppelten Brechung hängt mit der Polarisation des Lichtes auf das innigste zusammen, und wird in der Folge untersucht werden; in der Dioptrik soll nur von der einfachen Brechung die Rede seyn.

§. 36.

Allgemeine Gesetze der einfachen Brechung.

Sie sind:

1) Der einfallende und der gebrochene Strahl liegen sammt dem Einfallslothe in einer und derselben Ebene, aber auf entgegengesetzten Seiten des Einfallslothes.

2) Wie auch die Neigung des einfallenden Strahls gegen die Trennungsfläche beider Mittel beschaffen seyn mag, so ist das Verhältniß zwischen dem Sinus des Einfallswinkels und dem Sinus des Brechungswinkels unveränderlich, so lange die beiden Mittel, aus welchen der Lichtstrahl kommt und in das er eintritt, dieselben bleiben. Setzt man also (Fig. 53.) SAB = a und CAx = b, so ist

$$\frac{\sin. a}{\sin. b} = n;$$

wo n eine Größe ist, deren Werth für dieselben Mittel constant ist, und die man das Brechungsverhältniß oder auch den Brechungsexponenten nennt.

3) Kommt der Lichtstrahl vom leeren Raume, und tritt wieder in einen leeren Raum ein, so bleibt sein Weg unverändert, und somit $a = b$ und $n = 1$. Gelangt der Strahl aus einem leeren Raume in ein brechendes Mittel, dann wird der Brechungswinkel kleiner als der Einfallswinkel, und man sagt: der Lichtstrahl wird zum Einfallslothe gebrochen. Hiebei ist $n > 1$. Tritt hingegen der Lichtstrahl aus einem bre-

chenden Mittel in den leeren Raum ein, so geschieht die Brechung vom Einfallslothe, indem der Brechungswinkel größer wird als der Einfallswinkel, und mithin $n < 1$.

4) Geht ein Lichtstrahl aus einem brechenden Mittel in ein anderes, und sind beide von derselben materiellen Beschaffenheit und demselben Aggregationszustande, nur in der Dichte verschieden, so geschieht, falls der Eintritt aus einem dünneren in ein dichteres Mittel erfolgt, z. B. aus einer dünneren in eine dichtere Luftschichte, die Brechung zum Einfallslothe; es ist $a > b$ und somit $n > 1$. Erfolgt der Eintritt aus einem dichteren in ein dünneres Mittel, dann findet eine Brechung vom Einfallslothe in der Richtung Az Statt, der Brechungswinkel b ist größer als der Einfallswinkel a, und daher $n < 1$.

5) Sind beide brechenden Mittel von verschiedener materieller Natur, so hängt die Beschaffenheit der Brechung, ob zum oder vom Einfallslothe, nicht mehr von dem Verhältnisse ihrer Dichte, sondern von ihrer Natur ab, doch ist meistens die Brechung beim Übergange von einem dünneren in ein dichteres Mittel zum Einfallslothe.

6) Wenn ein Lichtstrahl SA bei seinem Eintritte in das neue Mittel nach Ax gebrochen wird, so muß er, falls er rückwärts gehen würde, genau denselben Weg nehmen und daher die Brechung nach AS erleiden, wenn er die Trennungsfläche in der Richtung xA trifft. In diesem Falle wird der vorige Brechungswinkel zum Einfallswinkel, und der Einfallswinkel zum Brechungswinkel, und das Brechungsverhältniß ist das umgekehrte des vorigen, nämlich

$$\frac{\text{Sinus des Einfallswinkels}}{\text{Sinus des Brechungswinkels}} = \frac{1}{n}$$

Nach vielen fruchtlosen, obwohl von scharfsinnigen Männern angestellten Versuchen ist es endlich dem Professor Willebrod Snell, (der 1626 starb) gelungen, die Brechungsgesetze zu entdecken; aber erst Descartes machte sie 1637 und zwar in der einfachen Form bekannt, unter welcher wir sie gegenwärtig kennen. — Ihre Wichtigkeit macht es verzeihlich, wenn auch die Methode hier angegeben wird, deren sich der große Denker bediente. Eine gläserne Halbkugel AEB (Fig. 55.) wird mit Wasser gefüllt, bis das Niveau das Centrum C erreicht, hierauf leitet man einen Sonnenstrahl zum Centrum C und mißt an einem Kreisbogen DB seinen Einfallswinkel. Da sich der Punkt R, wo der Strahl aus dem Wasser wieder in die Luft tritt, leicht erkennen läßt, so kann auch der Brechungswinkel RCE an dem

am Umfange des Gefäßes befindlichen Kreise BEA genau bestimmt werden. Der Sinus des ersten Winkels ist SP, jener des letzteren RQ; die Messungen lehren, daß $\frac{SP}{RQ} = \frac{4}{3}$ ist.

Läßt man den Lichtstrahl in der Richtung S'C auffallen, und bestimmt die Sinusse S' P' und R' Q', so erhält man abermals

$$\frac{S'P'}{R'Q'} = \frac{4}{3};$$

so bleibt dieses Verhältniß jederzeit $= \frac{4}{3}$, mag der Lichtrahl wie immer gegen die Wasserfläche geneigt seyn, wenn nur das Mittel oberhalb derselben unverändert bleibt.

Die vollkommene Richtigkeit der Gesetze der einfachen Brechung wurde in der neueren Zeit durch die genauesten Versuche dargethan, und es stehen alle Erscheinungen der Brechung des Lichtes in Uibereinstimmung mit den Resultaten, die sich aus diesen Gesetzen mittelst der Rechnung ergeben.

§. 37.

Folgerungen.

1) Für den kleinsten Einfallswinkel a = o, muß, da n niemals gleich Null seyn kann, auch b = o werden, d. h. der senkrecht auf die Trennungsfläche auffallende Strahl bleibt auch nach seinem Eintritte in das neue Mittel senkrecht, und geht also ungebrochen durch. Dieß bestättigt auch die Erfahrung, indem niemals eine Brechung beobachtet wird, sobald das brechende Mittel in senkrechter Richtung getroffen wird.

2) Bei der Brechung zum Einfallslothe ist zu beachten, daß, jemehr der Einfallwinkel wächst, oder was dasselbe ist, je schiefer der Strahl gegen die Trennungsfläche fällt, auch der Brechungswinkel wachsen muß, aber in einem geringeren Verhältnisse, so daß für den größten Werth des Einfallswinkels a = 90,

$$\sin. b = \frac{\sin. 90^\circ}{n} = \frac{1}{n} \text{ wird;}$$

der Werth $\frac{1}{n}$ gibt also das Maximum des Sinus und hiemit auch des Brechungswinkels, oder die Gränze, die er niemals übersteigen kann. So ist für den Strahl, der aus der Luft ins Wasser tritt, $n = \frac{4}{3}$, mithin für a = 90

$\sin. b = \frac{3}{4}$, und daher

$b = 48^\circ\, 35'$;

dieser Winkel gibt also die größte Neigung an, unter welcher ein aus der Luft kommender Strahl ins Wasser eintreten kann. In ein Gefäß A B C D (Fig. 56.), welches mit Wasser gefüllt, und wovon ein Theil der Oberfläche bedeckt ist, wird niemals in den Raum A B G E Licht gelangen, sobald $GEF = 48^\circ\, 35'$ ist.

3) Geschieht die Brechung vom Einfallslothe, und man vergrößert den Einfallswinkel, indem man den Strahl schiefer einfallen läßt, so nimmt der Brechungswinkel noch schneller zu; der gebrochene Strahl Ay (Fig. 57.) nähert sich mehr und mehr der Oberfläche MN, bis er bei einem gewissen Werthe des Einfallswinkels mit ihr zusammenfällt. Für diesen Fall ist der Brechungswinkel $b = 90^\circ$ und somit $\sin. a = n$. Dieser Werth des Einfallswinkels gibt die Gränze an, bei der noch eine Brechung erfolgt; wie der Einfallswinkel größer wird, tritt der Lichtstrahl nicht mehr in das neue Mittel ein, sondern erleidet eine totale Reflexion, die an dieselben Gesetze gebunden ist, wie jene an polirten Flächen, so daß wieder $S''AC = CAy''$ wird.

Es ist wohl an einem anderen Orte gesagt worden, daß bei jedem Einfallswinkel ein Theil des auffallenden Lichtes reflektirt, und der übrige Theil gebrochen wird; allein das Verhältniß des reflektirten Lichtes zu dem gebrochenen bleibt sehr mäßig, bis der Einfallswinkel die Gränze erreicht, wo die ganze auffallende Lichtmenge eine vollkommene Reflexion erfährt, weswegen auch der Glanz des in diesem Falle reflektirten Lichtes ausnehmend groß ist.

4) Geht ein Lichtstrahl durch ein Mittel welches von parallelen Ebenen begränzt ist, so ist seine Richtung nach dem Austritte zu der von dem Eintritte parallel.

Denn es seyen AB und CD (Fig. 58.) die beiden parallelen Ebenen, SE der einfallende Strahl, der in E nach EF und in F nach Fy gebrochen wird; GH und KL seyen die in E und F errichteten Einfallslothe, und man hat

$$\frac{\sin \alpha}{\sin. \beta} = n, \quad \frac{\sin. \gamma}{\sin. \varepsilon} = n, \text{ mithin}$$

$$\frac{\sin. \alpha}{\sin. \beta} = \frac{\sin. \gamma}{\sin. \varepsilon}$$

Da die Einfallslothe parallel sind, so ist $\beta = \varepsilon$ und

$$\sin.\ \alpha = \sin.\ \gamma$$

folglich auch $\alpha = \gamma$, da diese Winkel spitzig seyn müssen; aber es ist $\alpha = \delta$ d. i. dem Winkel, den der verlängerte Strahl SE mit dem Einfallslothe KL bildet, daher

ist $\gamma = \delta$, also

der austretende Strahl Fy parallel zu dem einfallenden SEx.

Solange dieses durch parallele Ebenen begränzte Mittel recht dünn, also AB nahe an CD ist, wird die Brechung fast gar nicht bemerkt, weil in diesem Falle die Abweichung der Linie Fy von SEx zu unbedeutend wird; erst bei einer größeren Dicke des Mittels nimmt man die Brechung dadurch wahr, daß das Auge, welches in der Richtung des austretenden Strahles Fy sieht, den strahlenden Punkt in s, also an einem anderen Orte erblickt.

5) Wenn man eine Glasplatte horizontal legt, darauf eine durchsichtige Flüssigkeit bringt, und einen Gegenstand betrachtet, der sich über diesem aus zwei verschieden brechenden Stoffen bestehenden Mittel befindet; so sieht man ihn genau in der nämlichen Lage, wie ohne dieses Mittel, es mag übrigens seine Stellung gegen den Horizont wie immer beschaffen seyn. Dieß findet auch dann Statt, wenn man andere durchsichtige aber von parallelen Ebenen begränzte Stoffe über einander legt. Hieraus ergibt sich, daß der Lichtstrahl SA (Fig. 59.), der durch eine Verbindung von Körpern, deren Trennungsflächen parallel sind, gegangen ist, nach seinem Austritte eine zu SA parallele Richtung erhält, und daher der Austrittswinkel $b'' =$ dem Einfallswinkel a wird.

Aus diesem Erfahrungssatze folgt, daß aus den gegebenen Brechungsverhältnissen zweier Mittel in Beziehung auf den leeren Raum n und n' (absolute Brechungsverhältnisse); das (relative) Brechungsverhältniß des oberen Mittels in Beziehung auf das untere gefunden wird, wenn man n' mit n dividirt. Denn es ist

$$\frac{\sin.\ a}{\sin.\ b} = n \text{ und } \frac{\sin.\ b''}{\sin.\ a''} = n', \text{ hieraus}$$

folgt wegen $a = b''$, $\dfrac{\sin.\ b}{\sin.a''} = \dfrac{n'}{n}$ oder, da $\begin{matrix} b = a' \\ a'' = b' \end{matrix}$

$$\frac{\sin. a'}{\sin. b'} = \frac{n'}{n}$$

aber a' ist der Einfalls= und b' der Brechungswinkel an der Trennungsfläche der beiden Mittel, also ist $\frac{n'}{n}$ ihr relatives Brechungsverhältniß.

Folgerung. Aus dem relativen Brechungsverhältnisse zweier Mittel findet man das absolute des untern, wenn man das relative mit dem absoluten des oberen multiplizirt; denn ist $\frac{n'}{n} = \mu$, so ist $n' = n\,\mu$.

§. 38.

Erklärung mehrerer Erscheinungen der Brechung.

Die angeführten Brechungsgesetze setzen uns in den Stand, eine Reihe von Erscheinungen, die häufig im Leben vorkommen, zu erklären.

1) Befindet sich am Boden eines Gefäßes ein Punkt S (Fig. 60.), und das Auge unter dem Randstrahle SBx in O', so, daß es den Punkt S nicht sehen kann, und man gießt Wasser in das Gefäß bis AB; so wird der Strahl SB an der Oberfläche B vom Einfallslothe BC nach BO und SE nach EO' gebrochen, und der Punkt in der Richtung des geschehenen Eindruckes, nämlich an der Spitze S' des von ihm ins Auge kommenden Strahlenkegels sichtbar. Da (nach 3. des vorig. §.) der Strahl SB wegen des größeren Einfallswinkels in einem größeren Verhältnisse abgelenkt wird, als SE, so ist die Divergenz der gebrochenen Strahlen EO' und BO größer, als vor der Brechung. Ihre Vereinigung wird daher früher erfolgen, und so der Scheitel des Kegels S' d. i. das Bild von S erhoben erscheinen. Dieß gilt von jedem Punkte des Bodens, mag auch das Auge an einem anderen Orte sich befinden; deshalb wird ein jeder am Boden eines mit Wasser gefüllten Gefäßes liegender Gegenstand, und der Boden selbst, der Wasseroberfläche näher zu seyn scheinen, als es wirklich der Fall ist; und wenn man nach und nach mehr Wasser in das Gefäß gießt, so wird es den Anschein haben, als wenn der Boden heraufsteigen

würde. Daher kommt es auch, daß ein Bassin mit klarem Wasser weniger tief zu seyn scheint.

2) Ein gerader Stab AC (Fig. 61.) der in einer geneigten Richtung ins Wasser eingetaucht wird, erscheint wie gebrochen; denn der vom Endpunkte C kommende Strahl CD erleidet beim Übergange aus dem Wasser in die Luft eine Brechung vom Einfallslothe und gelangt in der Richtung DO zum Auge so, als wenn er von einem höher liegenden Punkte c käme, und da dieß von allen Punkten des eingetauchten Theils BC gilt, so sehen wir denselben in der Lage BC, also verkürzt und mit dem aus dem Wasser hervorragenden Theil AB einen Winkel bildend.

3) Bei schwankender Oberfläche des Wassers scheinen sich die Gegenstände unter dem Wasser zu bewegen. Denn ist m (Fig. 62.) ein unter der horizontalen Wasserfläche MN befindlicher Punkt, von dem das Auge O den ungebrochenen Strahl mO erhält, und es kommt die Oberfläche in die Lage PQ; so wird mO′ seitwärts nach O′ gebrochen und ein anderer Strahl mB, der vom Einfallslothe nach BO gebrochen wird, gelangt in das Auge, welches jetzt den strahlenden Punkt in m′ erblickt. Während des Überganges der Wasserfläche aus der Lage MN in die Lage PQ, scheint sich der betrachtete Punkt von m nach m′ zu bewegen. Bei abwechselnden Schwankungen der Oberfläche scheint m bald nach der einen, bald nach der andern Seite zu gehen. Dabei kann eine scheinbare Verdoppelung des Gegenstandes entstehen. Denn bleibt die Oberfläche bei A (Fig. 63.) horizontal, bei B aber wie AP geneigt, so sieht das Auge den strahlenden Punkt in der Richtung des ungebrochenen Strahles mo in m, und in der des bei B gebrochenen BO in m′, also doppelt.

4) Die Gegenstände scheinen unter dem Wasser größer zu seyn. Denn es sey AB (Fig. 64.) ein im Wasser befindlicher Gegenstand, z. B. ein Fisch, welcher, falls die Lichtstrahlen AO und BO ohne Brechung zum Auge kämen, unter dem Winkel AOB gesehen würde; allein sie erleiden an der Oberfläche des Wassers eine Brechung, und treffen das Auge nicht; dagegen werden die Strahlen AE und BF nach der Brechung ins Auge dringen, und den Gegenstand unter dem größeren Sehwinkel EOF sichtbar machen.

5) Sieht man durch ein polyedrisches Glas einen Gegenstand an, so erblickt man mehrere Bilder desselben. Denn es

sey ABCD (Fig. 65.) der Durchschnitt eines vierflächigen Glases, wo drei Flächen gegen den strahlenden Punkt F gerichtet sind. Der auf CD senkrecht stehende Strahl FE gelangt ungebrochen in das Auge O, falls AB parallel ist zu CD; aber von den auf BC und AD auffallenden Strahlen können FG und FH nach einer zweimaligen Brechung in den Richtungen JO und KO das Auge treffen, so daß von dem strahlenden Punkte auch noch die Bilder F′ und F″ zu sehen seyn werden.

Man hat auch dioptrische Anamorphosen oder Zerrbilder, die durch ein durchsichtiges Polyeder angesehen, regelmäßige Figuren zeigen. Dieß wird begreiflich, wenn man bedenkt, daß im Falle man durch ein solches Glas eine Tafel betrachtet, nur einzelne weit von einander entfernte Theile als nebeneinanderliegend gesehen werden. Zeichnet man an diesen durch das Polyeder gesehenen Stellen der Tafel einzelne Theile eines Gemähldes, so findet man sie beim Anschauen mittelst des Glases nebeneinander, ein zusammenhängendes Ganze vorstellend. — Man pflegt diese getrennten Stücke in eine eigene Zeichnung aufzunehmen, und sie erscheinen ohne Glas als dieser Zeichnung angehörend, durch das Glas angesehen stellen sie ein besonderes Ganze vor, das auf der Zeichnung nicht zu finden ist.

6) Ein in einem stillstehenden Wasser ruhendes Auge O eines Tauchers sieht nur den Punkt A (Fig. 66.), der in einer von O auf die Oberfläche gezogenen Senkrechten oberhalb des Wassers liegt, in unveränderter Lage, weil der Strahl AO nicht gebrochen wird; aber jeder andere Punkt B, dessen schief auffallender Strahl BF nach FO gebrochen wird, erscheint in der Verlängerung von OF in C also höher; ein am Horizonte befindlicher Gegenstand S, dessen Strahl nahe unter dem Winkel von 90° ins Wasser fällt, und eine Brechung erfährt, wobei der Brechungswinkel ODH = 48° 35′ beträgt, wird in der Richtung OD in E, also in der Höhe EDN = FDO = 44° 25′ gesehen. Hieraus entnimmt man, daß der Taucher alle über dem Wasser befindlichen Gegenstände bis zum Horizonte herab nur durch die kreisförmige Öffnung vom Halbmesser GD wahrnehmen kann; GD selbst erscheint ihm unter dem Winkel GOD = 48° 35′. Die dem Horizont nahen Gegenstände sieht er verzerrt und vorzüglich in der Richtung der Höhe zusammengezogen.

7) Geht ein Strahl SA (Fig. 67.) durch ein Mittel, das aus Schichten von zunehmender Dichte besteht, so wird er

in jeder folgenden mehr und mehr zum Einfallslothe gebrochen, und bei einer stetigen Zunahme der Dichte auch eine stetige Ablenkung in seiner Richtung erfahren, mithin eine krumme Linie ABCDE beschreiben. Die atmosphärische Luft, welche wie eine Kugelschale die Erde einhüllt, biethet ein solches Mittel dar, dessen Dichte gegen die Erdoberfläche stetig wächst, und dadurch wichtige Änderungen in dem Gange der von den Himmelskörpern kommenden Strahlen verursacht: Es sey ADF (Fig. 68.) die Erdkugel, EBRM die sie umgebende Atmosphäre, in A sey ein Beobachter und die tangirende Ebene HR sein Horizont; man überzeugt sich leicht daß nur der im Zenith des Beobachters befindliche Stern z, von dem der Strahl zA senkrecht auf die Atmosphäre fällt, und daher durch alle Schichten bis A ungebrochen geht, an seinem wahren Orte gesehen wird. Der in der Richtung SA von S ausgehende Strahl trifft die Luft schief, und wird durch Brechung von A abgelenkt; aber ein anderer auch von S kommender Strahl SB wird in einer krummen Bahn in das Auge des Beobachters gelangen, so daß derselbe in der Richtung des geschehenen Eindruckes, d. i. in der Richtung des letzten das Auge treffenden Elementes der krummen Linie, oder was dasselbe ist, in der Richtung der Tangente AS′ also höher das Gestirn erblickt. Diese Strahlenbrechung bewirkt demnach, daß die scheinbare Höhe der Himmelskörper stets größer als ihre wahre ist; sie nimmt gegen den Horizont beständig zu, weil die Strahlen, die zum Auge des Beobachters kommen, unter einem desto größeren Einfallswinkel die Atmosphäre treffen, je kleiner der Abstand des Himmelskörpers vom Horizonte ist; am Horizonte selbst ist sie am größten.

Durch die Strahlenbrechung in der Luft kann auch ein Gestirn T, das unter dem Horizonte steht, über den Horizont erhoben und daher sichtbar werden; denn der von T schief auf die Atmosphäre fallende Strahl TE kann in einer krummen Linie ins Auge gelangen, wo es dann ganz so ist, als wenn der Stern in der Richtung der Tangente AT′, also über dem Horizonte stände. Darum geschieht es, daß uns die Sonne etwas früher aufzugehen scheint, und auch nach ihrem Untergange noch einige Zeit sichtbar bleibt, mithin überhaupt länger über dem Horizonte verweilt, als es ohne Strahlenbrechung geschehen würde. Dieß beträgt in unseren Gegenden nur wenige Minuten, aber in den Polargegenden, wo die

Brechung auch noch durch die große Kälte verstärkt wird, werden die dort herrschenden langen Nächte, durch die Strahlenbrechung um mehrere Tage, ja in großen Breiten, um mehrere Wochen abgekürzt.

Die Wirkung der Strahlenbrechung wird desto größer, je dichter die Luft ist; und da die Dichte vom Luftdrucke und von der Wärme abhängt, so muß der Astronom, der um die Gegenstände am Himmel auf ihren wahren Ort zu reduciren, die Strahlenbrechung möglichst genau berechnet, den Stand des Barometers und des Thermometers sorgfältigst beobachten.

Auch bei den Höhenmessungen auf der Erde ist der Einfluß der Strahlenbrechung zu berücksichtigen; denn der Strahl welcher z. B. von einem Berggipfel zum Auge des in der Tiefe stehenden Beobachters geht, beschreibt wegen der größeren Dichte der tieferen Luftschichten, wie in früheren Fällen, eine krumme Linie, wodurch die Höhe des Berges scheinbar vermehrt wird. In vielen Fällen ist dieser Einfluß der Strahlenbrechung auf die Höhe der irdischen Gegenstände so gering, daß er unbeachtet bleiben kann; aber zuweilen ist diese Brechung so stark, daß man Gegenstände, wie Berge, Küsten zu sehen bekommt, die unter dem Horizonte liegen.

Aus der Brechung der Lichtstrahlen beim Durchgange durch die Atmosphäre ist auch die ovale Gestalt zu erklären, welche die untergehende Sonne nach heißen Tagen annimmt. Sobald sie nämlich nur noch zwei Grade vom Horizonte entfernt ist, beginnt ihr verticaler Durchmesser an Größe abzunehmen, während der horizontale unverändert 32 Minuten groß bleibt. Die Ungleichheit beider Durchmesser wird mit jedem Augenblicke beträchtlicher, und ist die Wirkung der in der Nähe des Horizontes stark zunehmenden Strahlenbrechung, wodurch der untere Sonnenrand mehr als der obere gehoben wird. So kann der untere um 44 Minuten, der obere nur um 36 Minuten erhöhet werden; dann erscheint der vertikale Durchmesser 26 Minuten groß, während der horizontale die Größe von 32 Minuten beibehält, die Sonnenscheibe verliert also ihre kreisförmige Gestalt und erscheint abgeplattet. Die Ursache des starken Wachsens der Strahlenbrechung in der Nähe des Horizontes liegt in dem Umstande, daß beim Sonnenuntergange die untersten Luftschichten durch die Erdoberfläche bedeutend mehr abgekühlt, und daher auch dichter werden, als die höher liegenden.

8) Stellen wir uns abermals ein Mittel vor, bestehend

aus parallelen Schichten, deren jede eine andere Dichte hat, die dichteste Schichte liege unten und je höher hinauf desto dünner werden diese Schichten. Ein Strahl sa (Fig. 70.) tretend in die nächst höhere, dünnere Schichte wird vom Einfallswinkel gebrochen und gelangt an die Gränze der folgenden Schichte unter einem Einfallswinkel, der größer ist, als er bei der ersten Brechung war. Indem der Strahl in jeder nachfolgenden Schichte diese Art von Brechung erleidet, muß er endlich an eine Schichte unter einem so großen Einfallswinkel kommen, daß die Brechung in eine totale Reflexion übergeht; worauf der Lichtstrahl abwärts nach de geht und in jeder neuen Schichte dem Einfallslothe mehr genähert wird. Nimmt die Dichte des Mittels stetig zu, so geschieht auch die Ablenkung stetig und die Bahn des Strahls ist eine krumme Linie, die nach oben zu convex ist.

Hieraus lassen sich folgende interessante Erscheinungen erklären. Bringt man Wasser in ein rechteckiges schmales und ziemlich langes Gefäß, dessen gegenüberstehende Wände AB und CD (Fig. 71.) durchsichtig sind, und gießt mittelst eines Trichters, dessen röhrenförmiges Ende bis nahe an den Boden reicht, concentrirte Schwefelsäure hinein, die wegen ihres großen spezifischen Gewichtes sich nur langsam mit dem Wasser verbindet, so daß Schichten entstehen, welche von unten nach oben an Dichte abnehmen. Bezeichnet man sich an einer Wand einen strahlenden Punkt m, so wird ihn das gerade gegenüberstehende Auge vermittelst des horizontalen, durch dieselbe Schichte gehenden und daher ungebrochenen Strahls om sehen; aber zu gleicher Zeit erhält das Auge von demselben Punkte einen zweiten Strahl, der zuerst seine Richtung nach oben nahm, und wegen der abnehmenden Dichte der Schichten endlich zur Umlenkung genöthigt in einer krummen Linie nach o gelangt, wodurch ein zweites Bild in der Richtung der Tangente om' sichtbar wird.

Eine ähnliche Erscheinung beobachtet man, wenn man das Auge über das Ende eines durch Sonnenstrahlen stark erhitzten geschwärzten Körpers oder einer glühenden Eisenstange bringt und nach einem entfernten kleinen Gegenstande S (Fig. 72.) hinblickt. Die über dem erhitzten und horizontal liegenden Körper befindliche Luft wird bis auf eine gewisse Weite erwärmt, die nächsten Luftschichten mehr als die weiter entfernten, dadurch wird die Dichte dergestalt abgeändert, daß sie von unten

nach oben stuffenweise zunimmt. Das Auge sieht wieder ein doppeltes Bild des Gegenstandes, das eine oben vermittelst des Strahls SO, der horizontal durch die Schichte von derselben Dichtigkeit fortgeht, das andere unten und umgekehrt mittelst eines Strahls, der von S schief gegen den erhitzten Körper fährt, aber in den Schichten von abnehmender Dichte mehr und mehr gebrochen, endlich zur Reflexion gebracht wird, und so in einer krummen Bahn SAO zum Auge gelangt, das daher nach der Tangente OS' ein zweites Bild des Gegenstandes S wahrnimmt.

Dieselbe Erscheinung sieht man manchmal im Großen in solchen Luftschichten, die mit einem trockenen, sandigen von der Sonne stark erhitzten Boden in Berührung sich befinden. Sie wird unter dem Namen der Luftspiegelung (mirage) in der Meteorologie entwickelt.

§. 39.

Von der Brechung durch Prismen.

Nachdem wir uns die Kenntniß der Gesetze der einfachen Brechung verschafft, und mehrere Lichterscheinungen aus der Brechung zu erklären gelernt haben, ergibt sich von selbst die Nothwendigkeit, die Mittel zu einer genauen Bestimmung des Brechungsverhältnißes der Körper anzuführen, da die Kenntniß dieses Verhältnißes nicht nur eine tiefe Einsicht in die Natur der Körper gewährt, sondern auch zur Verfertigung optischer Instrumente unentbehrlich ist. Zu diesem Behufe muß zuerst die Brechung des Lichtes in Prismen betrachtet werden.

Man versteht in der Optik unter einem Prisma ein jedes durchsichtige brechende Mittel, an welchem zwei ebene, einen Winkel einschließende Flächen vorkommen. Die gerade Linie in welcher sich die beiden Ebenen entweder wirklich schneiden, oder in der Verlängerung schneiden würden, heißt die Kante, und der Winkel, den sie einschließen, der brechende Winkel des Prisma, die beiden Flächen sind die Seiten und ein senkrecht auf die Kante geführter ebener Schnitt heißt der Hauptdurchschnitt des Prisma.

In den meisten Fällen bedient man sich eines dreyseitigen Prisma mit rechtwinkeligen Seitenebenen; dabei ist der brechende Winkel derjenige, den die Ebenen, welche der durchge-

hende Strahl trifft, mit einander bilden. Der Hauptdurchschnitt ist offenbar ein Dreyeck.

Es ist die Richtung des Lichtstrahls nach seiner Brechung im Prisma zu bestimmen.

Da der gebrochene Strahl mit dem einfallenden immer in derselben Ebene bleibt, so ist klar, daß der Lichtstrahl, der in einen Hauptdurchschnitt fällt, auch während des Durchganges in demselben verbleibt. Man braucht daher nur den Hauptdurchschnitt zu betrachten, um den Weg des Lichtstrahls im Prisma zu bestimmen.

Es sey ABC (Fig. 73.) der Hauptdurchschnitt und der brechende Winkel A abwärts gekehrt; der einfallende Strahl SD erleide bei D eine Brechung zum Einfallslothe FG, so nimmt er den Weg DE, erfährt beim Austritte in E eine Brechung vom Einfallslothe GL, und geht in der Richtung EM heraus. Der Strahl erleidet demnach eine Ablenkung, wobei er sich vom brechenden Winkel des Prisma entfernt. Ein Auge, das sich an der hinteren Fläche des Prisma in E befände, würde den leuchtenden Punkt S in der Richtung des austretenden Strahls in s, also tiefer sehen.

Aus den Brechungsgesetzen ist bekannt, daß bei einer Brechung vom Einfallslothe, der Einfallswinkel ein gewisses Maximum nicht überschreiten darf, wenn der Lichtstrahl aus einem Mittel in das minder brechende wirklich übergehen soll. Da nun bei einem Prisma, welches das Licht stärker bricht, als die ihn umgebende Luft, an der hinteren Fläche eine solche Brechung vom Einfallslothe Statt findet, so entsteht die Frage: Unter welchen Bedingungen ist der Austritt des Lichtstrahls aus dem Prisma möglich?

Setzt man den brechenden Winkel des Prisma BAC $= \psi$, den Brechungswinkel an der ersten Fläche GDE $= \alpha$, und den Einfallswinkel an der Austrittsfläche GED $= \beta$, so erhält man aus der vierseitigen Figur ADGE, wo die Winkel bei D und E rechte Winkel sind,

DGE $+ \psi = 2R$, weil aber die Nebenwinkel DGE $+$ HGE $= 2R$ sind, so hat man HGE $= \psi$; aber HGE $= \alpha + \beta$, mithin $\psi = \alpha + \beta$.

Nennen wir L den Gränzwerth des Einfallswinkels bei der Brechung vom Einfallslothe, oder den Gränzwerth des Brechungswinkels bei der Brechung zum Einfallslothe, und

untersuchen wir die Fälle, wo $\sphericalangle = 2L$, $\sphericalangle = L$, und $\sphericalangle < L$ ist. Für einen Strahl, der beinahe parallel mit der Vorderseite AB in das Prisma tritt, ist offenbar

$$\alpha = L\text{, und somit}$$
$$\sphericalangle = L + \beta$$

1) Ist $\sphericalangle = 2L$, so hat man $2L = \alpha + \beta$, und für den zu AB nahe parallelen Strahl

$$2L = L + \beta \text{ oder } L = \beta \text{ d. h.}$$

der Einfallswinkel an der Hinterfläche hat seinen Gränzwerth erreicht, und der Strahl wird nicht mehr in die Luft übergehen können. Allein nicht nur dieser, sondern auch jeder andere Strahl erleidet an der hinteren Fläche eine totale Reflexion; denn bei jedem andern ist der Einfallswinkel kleiner, als bei dem zu AB parallelen Strahle, folglich auch $\alpha < L$, da aber der Annahme

$$\text{gemäß } \alpha + \beta = 2L \text{ ist, so}$$
$$\text{muß } \beta > L \text{ werden, d. h.}$$

der Einfallswinkel an der hinteren Seite überschreitet den Gränzwerth, und somit muß der Lichtstrahl reflektirt werden. Man kann also die Öffnung im Fensterladen einer dunklen Kammer mit einem ganz durchsichtigen Prisma schließen, ohne den mindesten Eintritt des Lichtes besorgen zu dürfen, sobald der brechende Winkel $\sphericalangle = 2L$ ist.

2) Wäre $\sphericalangle = L$, und somit $L = \alpha + \beta$, so ist wieder für den Strahl, dessen Einfallswinkel $= 90°$ ist, mithin $\alpha = L$ ist, der Einfallswinkel an der zweiten Fläche $\beta = 0$, d. i. er fällt auf die Hinterfläche des Prisma senkrecht auf, und kann in die Luft übergehen. Dieß wird auch bei jedem Strahl der Fall seyn, dessen Einfallswinkel an der ersten Seite $< 90°$ ist; denn dann ist $\alpha < L$ und daher auch $\beta < L$.

Trifft aber ein Strahl die Vorderfläche unter einem rechten Winkel, so ist $\alpha = 0$, mithin $\beta = L$; folglich ist dieser Strahl der letzte, der durch das Prisma durchzugehen vermag. Alle anderen Strahlen, die noch schiefer auf das Prisma kommen, fallen auf die andere Seite des Einfallslothes; ihr Einfallswinkel ist also negativ, $L = \beta - \alpha$ und

$$\beta > L$$

Bei diesen Strahlen übersteigt der Einfallswinkel an der letzteren Fläche den Gränzwerth, und es erfolgt eine totale Reflexion.

3) Ist $\curlywedge < L$, so hat man, weil jederzeit $\curlywedge = \alpha + \beta$ bleibt, $\alpha + \beta < L$.

Für den senkrecht auffallenden Strahl ist $\alpha = 0$ und $\beta < L$, also geht er durch das Prisma durch; und so überzeugt man sich leicht, daß noch viele Strahlen an beiden Seiten des Einfallslothes durch das Prisma durchgehen werden; aber daß niemals ein Strahl der nahe in der Richtung AB auffällt, aus dem Prisma austreten kann, indem der Winkel unter welchem er die Hinterseite trifft, den Gränzwerth übersteigt.

Ein gleichseitiges Prisma von Diamant, bei dem der Gränzwinkel $= 23° \; 53'$ ist, wird bei einem brechenden Winkel von $60°$, der schon größer als der doppelte Gränzwinkel ist, keinen Lichtstrahl durchlassen. Eben so wenig Prismen von Crown- und von Flintglas, deren brechende Winkel $90°$ betragen, weil sie die Gränzwinkel $40° \; 43'$ und $38° \; 41'$ haben.

§. 40.

Man suche die Abweichung, welche ein Lichtstrahl bei seinem Durchgange durch das Prisma erfährt, und bestimme die Bedingung, unter welcher diese Abweichung ein Minimum wird.

Unter der Abweichung (deviatio) versteht man den Winkel EKJ (Fig. 73.), unter dem der austretende Strahl EM den verlängerten einfallenden SD schneidet.

Es sey $EKJ = D$, $SDF = \varrho$ und $MEL = \sigma$.

Da EKJ der äußere Winkel des Dreyeckes DEK ist, so hat man $D = \varrho - \alpha + \sigma - \beta = \varrho + \sigma - (\alpha + \beta)$ oder, weil $\curlywedge = \alpha + \beta$ ist,

$$D = \varrho + \sigma - \curlywedge.$$

Dieser Ausdruck bestimmt die Größe der Abweichung, wenn der Einfallswinkel ϱ und der Austrittswinkel σ nebst dem brechenden Winkel des Prisma $\curlywedge$ gegeben sind.

Diese Abweichung erhält ihren kleinsten Werth, wenn der Lichtstrahl auf das Prisma so auffällt, daß $\varrho = \sigma$ und mithin $\alpha = \beta$ wird. Denn bezeichnet man die Abweichung für diesen besonderen Fall mit d und den ihr entsprechenden Einfallswinkel ϱ mit a, so hat man

$$d = 2a - \curlywedge,$$

und nun läßt sich leicht beweisen, daß d ein Minimum ist,

indem man zeigt, daß die Abweichung mit jeder Änderung von a größer wird als d.

Man lasse nämlich ϱ in $a \pm \delta$ übergehen, so wird auch der entsprechende Brechungswinkel α eine Änderung erleiden, und in $\alpha \pm \delta'$ verwandelt werden; da aber $\alpha + \beta = \psi$, d. i. gleich einer constanten Größe ist, so muß jede Änderung von α eine gleiche und entgegengesetzte Änderung von β herbeyführen. Deshalb wird β, das für $\varrho = \sigma = a$ dem Winkel α gleich war, in $\alpha \mp \delta'$ übergehen, und eine Änderung des Austrittswinkels σ erzeugen, so daß dieser nicht mehr gleich a bleibt, sondern den Werth $a \mp \mu$ erhält. Hieraus folgt, daß sich σ im entgegengesetzten Sinne mit ϱ ändert, nämlich vermindert wird, wenn man ϱ vergrößert und umgekehrt. Führen wir die angenommenen Werthe von ϱ und σ in den Ausdruck für D ein, so erhalten wir:

$$D = a \pm \delta + a \mp \mu - \psi \text{ oder}$$

für den Fall, wo ϱ um δ vermehrt und σ um μ vemindert wird,

$$D = d + (\delta - \mu), \text{ und}$$

für den Fall, wo man ϱ um δ vermindert, und folglich σ um μ vermehrt $\quad D = d + (\mu - \delta)$

Im ersten Falle ist wegen der Brechung an der ersten Fläche des Prisma

$$\sin. (a + \delta) = n \sin. (\alpha + \delta')$$

und wegen der Brechung an der Austrittsfläche

$$\sin. (a - \mu) = n \sin. (\alpha - \delta') \text{ ist;}$$

folglich hat man

$$a + \delta = \text{Arc. sin.} \left(n \sin. (\alpha + \delta') \right) = M$$

$$\text{und } a - \mu = \text{Arc. sin.} \left(n \sin. (\alpha - \delta') \right) = N$$

$$\text{mithin } \delta = M - a \text{ und } - \mu = N - a.$$

Allein M ist offenbar größer als N, folglich ist auch $\delta > \mu$ und $\delta - \mu$ eine positive Größe.

Auf gleiche Weise läßt sich zeigen, daß im zweiten Falle, wo δ negativ und μ positiv wird, $\mu > \delta$, und mithin $\mu - \delta$ abermals eine positive Größe ist.

Demnach ist in beiden Fällen, man mag den Einfallswinkel a um δ vergrößern oder vermindern, $D > d$; darum ist die Abweichung d, bei welcher der Einfallswinkel dem Austritts-

winkel gleich wird, wirklich ein Minimum. Da bei der kleinsten Abweichung auch $\alpha = \beta$ ist, so müssen auch ihre Ergänzungen ADE und AED einander gleich seyn, d. h. der an der Eintrittsfläche gebrochene Strahl schneidet die Seitenflächen des Prisma unter gleichem Winkel, und es ist AE = AD. Auch ist in diesem Fall $\psi = 2\alpha$ mithin

$$\alpha = \frac{\psi}{2}.$$

Man findet die Lage des Prisma für die kleinste Abweichung, wenn man das Prisma horizontal stellt, den brechenden Winkel nach unten kehrt, hierauf nach einem bestimmten Punkte auf schwarzem Papier sieht, aber das Prisma so hält, daß man zugleich über ihm den Punkt auf dem Papiere wahrnehmen kann. Das mittelst des Prisma gesehene Bild des Punktes erscheint um den Abweichungswinkel tiefer, als das mit dem freyen Auge gesehene; aber sobald das Prisma um seine Axe, stets in derselben Richtung, gedreht wird, ändert das Bild seine Lage, steigt oder fällt, bis es dann einige Augenblicke unveränderlich still steht, und hierauf wieder dem Orte sich nähert, wo es früher war. Die Stellung des Prisma, wo die Lage des Bildes bei einer (kleinen) Drehung, unverändert bleibt, ist diejenige, wobei das gesehene Bild von dem wahren Orte des weißen Punktes am wenigsten entfernt, also die Ablenkung ein Kleinstes ist. Man findet diese Stellung mit Genauigkeit, wenn die Drehung sehr langsam vor sich geht, weil sich dann der Augenblick leicht wahrnehmen läßt, wo das Steigen jenes Punktes in ein Hinabgehen übergeht.

§. 41.

Es ist der brechende Winkel des Prisma, der Einfallswinkel an der Vorderseite, und der Brechungswinkel an der Hinterfläche gegeben; man bestimme den Brechungsexponenten n.

Aus dem Vorhergehenden ist bekannt, daß

$$\alpha + \beta = \psi \text{ und } \alpha = \psi - \beta,$$

$$\sin.\ \rho = n \sin.\ \alpha,\ \sin.\ \sigma = n \sin.\ \beta, \text{ daher ist}$$

$$\sin.\ \alpha = \sin.\ (\psi - \beta) = \sin.\ \psi \cos.\ \beta - \cos.\ \psi \sin.\ \beta \text{ und}$$

$$n \sin. \alpha = \sin. \varrho = n \sin. \psi \cos. \beta - n \cos. \psi \sin. \beta$$ oder

$$\sin. \varrho = n \sin. \psi \sqrt{(1 - \sin.^2 \beta)} - n \cos. \psi \sin. \beta,$$

$$n^2 \sin.^2 \psi (1 - \sin.^2 \beta) = (\sin. \varrho + \cos. \psi \sin. \sigma)^2,$$ woraus

man findet $n = \sqrt{\left[\left(\frac{\sin. \varrho + \cos. \psi \sin. \sigma}{\sin. \psi}\right)^2 + \sin.^2 \sigma\right]}$ (I.),

aus welcher Formel sich der Brechungsexponent berechnen läßt, wenn ψ, σ und ϱ bekannt sind.

Die gefundene Formel läßt eine zur logarithmischen Berechnung mehr geeignete Umstaltung zu, wenn das Auge in einem Punkte des austretenden Strahls M sich befindet, wo es den strahlenden Gegenstand S sowohl unmittelbar in der Richtung MS, als auch im Bilde in der Richtung Ms sehen kann, und wenn auch das Prisma in die Stellung der kleinsten Abweichung gebracht wird, wobei $\sigma = \varrho = a$ gesetzt werden kann.

Dieß gestattet die Einführung der Größen

$$SME = \mu, \ MSD = \lambda$$ nebst

dem Abweichungswinkel d, man hat

$$d = 2a - \psi \text{ und } a = \frac{d + \psi}{2},$$ und weil

der äußere Winkel $d = \lambda + \mu$, so ist

$$a = \frac{\lambda + \mu + \psi}{2}$$

Ändert man diesem gemäß die Gleichung (I.) so findet man

$$n^2 = \sin.^2 \left(\frac{\lambda + \mu + \psi}{2}\right) + \sin.^2 \left(\frac{\lambda + \mu + \psi}{2}\right) \left(\frac{1 + \cos. \psi}{\sin. \psi}\right)^2$$

oder $$n^2 = \sin.^2 \left(\frac{\lambda + \mu + \psi}{2}\right) \left[1 + \left(\frac{1 + \cos \psi}{\sin. \psi}\right)^2\right]$$

$$n^2 = \sin.^2 \left(\frac{\lambda + \mu + \psi}{2}\right) 2\left(\frac{1 + \cos. \psi}{1 - \cos.^2 \psi}\right)$$

$$n^2 = \sin.^2 \left(\frac{\lambda + \mu + \psi}{2}\right) \frac{2}{1 - \cos. \psi}$$

Weil aber $1 - \cos.\psi = 2 \sin.^2 \frac{\psi}{2}$, so wird

$$n = \frac{\sin.\left(\frac{\lambda + \mu + \psi}{2}\right)}{\sin.\frac{\psi}{2}} \quad \text{(II.)}$$

Ein sehr einfacher Ausdruck, der nur die Kenntniß von λ, μ und ψ voraussetzt, und sich zur Berechnung des Werthes von n besonders eignet.

Ist der leuchtende Gegenstand so weit vom Auge entfernt, daß man die Strahlen SM und SD als parallel, mithin λ als Null annehmen kann, wie es bei Sonnenstrahlen wirklich der Fall ist; so ist

$$n = \frac{\sin.\left(\frac{\mu + \psi}{2}\right)}{\sin.\frac{\psi}{2}}; \text{ aber}$$

in diesem Falle ist $\mu = d$, mithin

$$n = \frac{\sin.\left(\frac{d + \psi}{2}\right)}{\sin.\frac{\psi}{2}} \quad \text{(III.)}.$$

Und setzt man in diesem Ausdrucke für d den Werth, so wird

$$n = \frac{\sin.a}{\sin.\frac{\psi}{2}} \quad \text{(IV.)}$$

§. 42.

Methoden zur Bestimmung des Brechungsverhältnisses. A. Bei festen durchsichtigen Körpern.

Um das Brechungsverhältniß eines festen und durchsichtigen Körpers zu finden, schleift man davon ein kleines dreysei-

tiges Prisma, dessen Grundflächen sehr genau gegen die Seitenflächen senkrecht sind. Es ist hinlänglich nur zwei Seiten anzuschleifen. Man bestimmt hierauf durch wirklich angestellte Messungen entweder ρ, σ und ψ, oder λ, μ und ψ oder d und ψ, und berechnet die Größe n nach den Formeln (I), (II), (III.).

Den brechenden Winkel des Prisma ψ findet man, wenn man das Prisma mit seiner Basis auf eine Tafel stellt, an die Seitenlinien, die ψ einschließen, Lineale mit Genauigkeit anlegt, längst diesen Linien zieht und sie verlängert, bis sie in einem Punkte zusammenstoßen, worauf der Winkel an der Tafel gemessen werden kann. Genauer wird dieser Winkel mittelst eines Goniometers oder eines Theodolithen bestimmt.

Zur Messung der anderen Winkel bedient man sich verschiedener Mittel. Frauenhofer ließ von einer sehr entfernt stehenden Lampe einen Lichtstrahl ME (Fig. 74.) durch eine kleine Öffnung M eintreten, und auf das zu prüfende Prisma fallen, welches nahe vor einem Fernrohre AB, das um den Mittelpunkt eines getheilten Kreises beweglich war, so aufgestellt wurde, daß der austretende Strahl durch das Fernrohr ins Auge A gelangte, und die Abweichung ein Kleinstes war. An der Gradtheilung des Kreises konnte man sowohl die Richtung des gebrochenen Strahls DC, als auch die des direkten MC ablesen, und so den Winkel MCD $= \mu$ bestimmen. Aus der bekannten mehrere hundert Fuß betragenden Entfernung MC und der nur wenige Zolle enthaltenden Entfernung KC, und mit Hülfe des Winkels μ, läßt sich in dem Dreyecke CMK der Winkel CME $= \lambda$ berechnen, und somit der Werth von n mit Genauigkeit angeben.

Die Beobachtung muß im Dunkeln vorgenommen werden, damit das Licht anderer Gegenstände nicht störend einwirke. Käme das Licht von einem sehr weit entfernten Punkte, so braucht man nur den Winkel μ zu messen, und die Berechnung von n nach der Formel III. zu verrichten.

Die Anstellung dieser Messungen erfordert viel Sorgfalt; es ist nothwendig die Messungen zu wiederhohlen, und aus mehreren das arithmetische Mittel zu nehmen.

Ist der brechende Winkel sehr klein, so erleidet das Licht nur eine geringe Farbenzerstreuung, so, daß man den austretenden Strahl wie einen einfachen behandeln kann. Bei einem größeren brechenden Winkel wird in dem entstehenden Farbenbilde der gelbe Strahl als der mittlere genommen, und für ihn der Werth von n berechnet.

B. Bei tropfbar flüssigen durchsichtigen Körpern.

Das vorhin angegebene Verfahren ist auch hier anwendbar, indem man der Flüssigkeit eine prismatische Gestalt gibt, und zwar auf folgende zuerst von Biot angegebene sinnreiche Weise: Man nimmt eine Glasplatte von etwa ½ Zoll Dicke, bohrt darin ein Loch von 1 Zoll Durchmesser und schleift sie prismatisch zu, so daß das Loch von einer Seitenfläche des Prisma zur andern geht. Nun legt man an die beiden Mündungen des Loches ebene Spiegelplatten, deren Seitenflächen genau parallel abgeschliffen sind; diese werden, sobald die Höhlung mit einer Flüssigkeit gefüllt wird, an das Prisma leicht angedrückt, und sie bleiben ohne allen Kitt, gemäß den Gesetzen der Haarröhrchenwirkung fest haften, so daß von der Flüssigkeit nichts verloren geht. Um die Flüssigkeit mit Leichtigkeit in die Höhlung zu bringen, bohrt man in die Dicke des Prisma ein zweites nach der Höhlung führendes Loch, das durch einen mit Schmergel eingeriebenen Glasstöpsel verschlossen gehalten wird. Damit die Platten bei der Bewegung des Prisma nicht abgleiten, hält man sie durch kupferne Schienen fest, welche durch Schrauben gegen ihre Oberfläche leicht angedrückt werden. — Die in die Höhlung gebrachte Flüssigkeit hat offenbar die Form eines Prisma, und da die Plangläser, welche die Seitenwände bilden, wegen des Parallelismus ihrer Seitenflächen ohne Einfluß auf die Brechung sind, so wird der durchgehende Strahl gerade so gebrochen, als wenn er unmittelbar die Flüssigkeit treffen und verlassen würde. Die zur Bestimmung des Brechungsverhältnisses nöthigen Messungen werden auf dieselbe Weise vorgenommen, wie bei den festen Körpern.

Es ist gebräuchlich nach der Länge des Glasprisma 5 oder 6 solche Löcher zu bohren, und mit verschiedenen Flüssigkeiten zu füllen. Der brechende Winkel ist gewöhnlich abgeschnitten.

Um zu erkennen, ob die Seiten der den flüssigen Körper einschließenden Glasplatten parallel seyn oder nicht; so untersucht man, ob ein Gegenstand durch das nur mit atmosphärischer Luft gefüllte Prisma in derselben Lage erscheine, wie ohne Prisma. Ist dieß der Fall, so sind die Glasplatten von parallelen Ebenen begränzt; sollte aber die Lage geändert erscheinen, so muß die Größe der Abweichung bestimmt und in Rechnung gebracht werden.

C. Wollastons Methode.

Die Erscheinung der totalen Reflexion, welche ein Lichtstrahl an der Oberfläche zweier Mittel unter gewissen Umständen erfährt, führte Wollaston zu einem sinnreichen Verfahren das Brechungsverhältniß der durchsichtigen und selbst der undurchsichtigen Körper zu bestimmen. Man denke sich den zu prüfenden Körper M (Fig. 75.) an die untere Fläche eines vierseitigen, rechtwinkeligen Glasprisma gelegt; der Körper breche aber das Licht weniger als das Glas. Es falle ein Lichtstrahl SA auf das Glasprisma, und es sey SAF $=\alpha$ sein Einfallswinkel, und GAB $=\beta$ der ihm entsprechende Brechungswinkel, das Brechungsverhältniß beim Übergange aus der Luft ins Glas $=n':1$, jenes beim Übergange aus der Luft in das Mittel M sey $=n:1$, ist nun ABG ($=\gamma$) der Einfallswinkel, bei welchem die totale Reflexion beginnt, so ist

$$\frac{\sin.\gamma}{\sin.90^0} = \frac{n}{n'} = \sin.\gamma \text{ (sieh §. 37. 5)}$$

und weil $\gamma=90-\beta$, so ist $\sin.\gamma=\cos.\beta$, und $\cos.\gamma=\sin.\beta$. Nach dem Gesetze der Reflexion muß $\gamma=$GBC seyn, weil aber die Seiten mn und pq parallel sind, so ist $\gamma=\varepsilon$ und GBC$=\delta$, mithin $\varepsilon=\delta$, und der Einfallswinkel an der Austrittsfläche HCB $=\beta$, folglich der ihm entsprechende Brechungswinkel ECD $=\alpha$ (§. 36. 6.). Man hat also bei dem Übergange des Lichtstrahls aus dem Glase in die Luft:

$$\sin.\beta=\frac{\sin.\alpha}{n'} \text{ oder } \cos\gamma=\frac{\sin.\alpha}{n'} \text{ und}$$

$$\cos.^2\gamma=\frac{\sin.^2\alpha}{n'^2}=1-\sin.^2\gamma;$$

wird für $\sin.\gamma$ der Werth gesetzt, so ergibt sich

$$\frac{\sin.^2\alpha}{n'^2}=1-\frac{n^2}{n'^2} \text{ und folglich}$$

$$n=\sqrt{(n'^2-\sin.^2\alpha)}$$

Man kann demnach aus dem bekannten Brechungsexponenten des Glases und dem Winkel, unter welchem der Lichtstrahl in dem Momente, wo er beim Übergange aus dem Glase in den zu prüfenden Körper die totale Reflexion zu erleiden beginnt,

aus dem Glasprisma heraustritt, das Brechungsverhältniß dieses Körpers mit Genauigkeit berechnen.

Wollaston gab ein eigenes Instrument an, um den Werth von n ohne Rechnung zu finden. (Sieh Baumgartners Supplementband S. 446.)

Diese Methode kann auch zur Bestimmung des Brechungsverhältnisses von undurchsichtigen Körpern angewendet werden; nur muß wie Laplace theoretisch bewiesen und Malus durch Versuche bestättiget hat, der Werth von n aus der Formel

$$n = \sqrt{(n'^2 - 2 \sin.^2 \alpha)}$$

berechnet werden.

Es darf nicht auffallen, daß man von einem Brechungsverhältnisse undurchsichtiger Körper spricht, da die Undurchsichtigkeit, wie bekannt nur eine Folge einer starken Verschluckung des Lichtes ist; bevor aber diese Verschluckung erfolgt, muß das Licht in das Mittel eintreten, und dabei die Brechungsgesetze befolgen.

Die Bestimmung des Werthes von n mittelst der Reflexion gebrauchte auch Wollaston, um die Verfälschung mancher Flüssigkeiten zu entdecken, indem bei verfälschten Flüssigkeiten die Reflexion früher oder später eintritt, als bei den unverfälschten.

D. Bei den Luftarten.

Auch bei den luftförmigen Körpern bedient man sich wie bei den tropfbar flüssigen Körpern, eines hohlen Prisma, das von parallelflächigen Plangläsern eingeschloßen ist; allein hiebei ist eine besondere Sorgfalt erforderlich, indem die Brechung der Luftarten sehr geringe ist, und sich bei einer und derselben Substanz ändert, sobald die Dichtigkeit die mindeste Änderung erlitten hat. Um alle Versuche auf vergleichbare Bestimmungen zurückführen zu können, ist es nothwendig auf Dichtigkeit, und da diese vom Drucke, und von der Temperatur abhängt, auf letztere Umstände Rücksicht zunehmen.

Biot und Arago, deren Versuche über die Brechung der Luftarten durch eine seltene Genauigkeit ausgezeichnet sind, bedienten sich eines Prisma, welches aus einer dicken cylindrischen Röhre bestand, deren beide Enden so abgeschliffen waren, daß die verlängerten Flächen derselben den Winkel von 143° 7′ 28″ bildeten. Diese so eingerichteten Enden werden durch Glasplatten, deren jede von parallelen Oberflächen be-

gränzt ist, sorgfältig verschlossen. Die Röhre ist auf der einen Seite senkrecht auf ihre Axe durchbohrt, und mit einem Hahne versehen, um sie vermittelst der Luftpumpe luftleer machen, und mit den zu prüfenden Luftarten füllen zu können. Auf der entgegengesetzten Seite (Fig. 76) hat sie eine zweite Öffnung, die mit einem Rezipienten in Verbindung steht, worin sich ein Heberbarometer befindet, dessen offener Schenkel hinreichend lang ist, damit das Quecksilber darin beim luftleeren Prisma mit dem Quecksilber im anderen Schenkel in gleiche Höhe kommen könnte. Die Höhe in welcher das Quecksilber durch die inwendige Luftart erhalten wird, ist das Maß des Druckes.— Die Temperatur wird durch zwei empfindliche Thermometer bestimmt, welche auswendig mit den Seitenflächen des Prisma in Berührung gebracht werden.

Das Prisma ruht auf einem senkrechten Fuße in einer horizontalen Lage, und so, daß ein brechender Winkel seitwärts zu stehen kommt. Der Ort der Beobachtung O und der Visirpunkt S müssen in der horizontalen Ebene sich befinden, die durch die Mitte des Prisma geht, weswegen der brechende Winkel seitwärts zu liegen kommt. Zuerst wird der Brechungsexponent für die atmosphärische Luft bestimmt, zu diesem Zwecke das Prisma luftleer gemacht, und ein sehr entfernter Zielpunkt gewählt, auf den man das Fernrohr eines in O (Fig. 77.) aufgestellten Winkelinstrumentes richtet. Hat der Beobachter das Fernrohr einmal so aufgestellt, daß der direkt von S kommende Strahl SO in sein Auge kam, so richtet er es nach OB, um in der Richtung des gebrochenen Strahls OB den Punkt S zu sehen; hierauf wird an dem horizontalen Kreise, über welchen das Fernrohr in horizontaler Richtung bewegt wird, der Winkel SOB gemessen, und dieß wiederhohlt, und mit aller möglichen Genauigkeit, weil er nur 5 bis 6 Minuten beträgt. Ist der Winkel SOB für den Fall der kleinsten Abweichung bestimmt, so wird mittelst der Formel III. §. 41. der Brechungsexponent berechnet. An dem gefundenen Resultate sind aber noch Correktionen vorzunehmen, einmal wegen des Restes, der im Prisma gebliebenen Luft, da wie bekannt, mit den besten Luftpumpen kein luftleerer Raum erzeugt werden kann; und dann wegen der Abweichung vom Parallelismus der beiden Seitenflächen jeder der Glasplatten, welche zum Verschließen des Prisma dienen, falls eine solche vorhanden ist.

Die beiden Gelehrten fanden für die atmosphärische Luft

bei der Temperatur von 0° und dem Barometerstande von 28 Pariser Zoll $n = 1{,}000294$.

Will man die Größe n für eine andere Gasart bestimmen, so macht man das Prisma so viel möglich luftleer, bringt die zu prüfende Luftart hinein, und sorgt durch kaustisches Kali, welches in den Recipienten über dem Prisma gebracht wird, für die Trockenheit derselben. Übrigens wird n auf dieselbe Weise bestimmt, wie vorhin bei der atmosphärischen Luft, aber jederzeit auf die Temperatur von 0° und den Luftdruck von 28 Pariser Zoll reducirt.

E. Brewsters Methode bei kleinen oder undurchsichtigen Körpern.

Die vorhergehenden Methoden bei den festen Körpern erfordern, daß man von dem zu untersuchenden Körper ein durchsichtiges Prisma bilde; dieß ist aber mühsam und oft nicht möglich, insbesondere wenn der Körper nur in kleinen Stücken vorkommt, und unpolirt und undurchsichtig ist. Brewster brachte daher den zu untersuchenden Körper in eine Flüssigkeit, deren Eigenschaft das Licht zu brechen, durch Mischung mit Flüssigkeiten von bekannten Brechungsverhältnissen, so lange abgeändert wurde, bis der Körper durchsichtig geworden ist. Da dieses nur dann Statt findet, wenn die Flüssigkeit und der feste Körper dasselbe Brechungsvermögen haben, so ist mit dem Brechungsvermögen der Flüssigkeit auch das des festen Körpers bekannt.

Brewster bemerkt, daß sich der Juvelier dieses Mittels bedienen könne, um zu erkennen, ob nicht ein von außen gut aussehender ungeschliffener Edelstein, vielleicht inwendig rissig sey. Er braucht ihn nur in Sasafras-Öhl oder in ein anderes ähnliche einzutauchen, so erkennt er in dem fast ganz durchsichtig gewordenen Steine alle Risse. Dasselbe Mittel dient auch künstliche Pasten von wahren Edelsteinen, zu unterscheiden, weil sie nicht gleiches Brechungsvermögen besitzen. — Eine Mischung von Cassia-Öhl und Baumöhl ist zu diesen Versuchen für eine große Menge von Körpern brauchbar, wenn nur das richtige Mischungsverhältniß genommen wird.

Anmerkung. Eine andere sehr sinnreiche Methode Brewsters zur Bestimmung des Brechungsverhältnisses mit Hülfe des Mikroscops wird in der Folge entwickelt werden.

§. 43.

Vom Brechungsvermögen.

Die Größe n^2-1 wird die lichtbrechende Kraft auch das absolute Brechungsvermögen des Mittels, worauf sich n bezieht, genannt. Ist d die Dichte dieses Mittels, so stellt $\frac{n^2-1}{d}$ die lichtbrechende Kraft der Masse $=1$ vor und heißt das spezifische Brechungsvermögen. Die Ursache der Benennungen dieser Ausdrücke liegt in den hypothetischen Ansichten über die Natur des Lichtes, und soll später angegeben werden.

Ist die brechende Kraft zweier Mittel rücksichtlich des leeren Raumes bestimmt, so findet man sie in Beziehung auf einander, wenn man die brechende Kraft des einen durch die des anderen Mittels dividirt. So sind 1,326 und 0,785 die brechenden Kräfte des Glases und des Wassers in Beziehung auf den leeren Raum, somit ist $\frac{1,326}{0,785} = 1,690$ die brechende Kraft des Glases rücksichtlich des Wassers.

Über das Brechungsvermögen der Körper lehrt die Erfahrung:

1) daß dasselbe von der chemischen Beschaffenheit der Theile eines Körpers abhängt, so daß Körper, die an Dichtigkeit von anderen übertroffen werden, dennoch ein stärkeres Brechungsvermögen besitzen. Das kräftigste Brechungsvermögen zeigen die brennbaren Stoffe, wie Harze und Öhle, so daß man aus der starken Wirkung eines Körpers auf das Licht mit viel Wahrscheinlichkeit auf seine Brennbarkeit schließen kann. So zählte man zu Newtons Zeiten allgemein den Diamant zu den Kieselsteinen, und Niemand zweifelte an der Einfachkeit des Wassers; aber Newton hatte aus der starken lichtbrechenden Kraft dieser Körper den kühnen Schluß gezogen, daß sie brennbare Stoffe enthalten müssen. Versuche bestätigten in der Folge die Richtigkeit dieses Schlusses, indem sie zeigten, daß der Diamant krystallisirter Kohlenstoff ist, und das Wasser den brennbarsten aller Körper, den Wasserstoff enthält.

2) Ändert sich die Dichte eines Stoffes, so erfährt auch der Brechungsexponent eine Änderung, aber sein spezifisches

Brechungsvermögen scheint constant zu bleiben, solange der Stoff nicht in den gasförmigen Zustand übergeht.

3) Die brechende Kraft eines Gases ist seiner Dichte genau proportionirt; daher bleibt das spezifische Brechungsvermögen eines Gases bei jeder Temperatur und jedem Drucke unverändert. Dieses von Biot und Arago entdeckte Gesetz gilt nach Dulongs Versuchen auch für die Dünste, so lange ihre Spannkraft nicht das Maximum erreicht hat; in der Nähe dieses Maximums wächst ihre brechende Kraft in einem größeren Verhältnisse als die Dichte. Mittelst dieses Gesetzes ist es möglich, aus der, bei einer gewissen Temperatur und bei einem gewissen Luftdrucke bestimmten brechenden Kraft diejenige zu berechnen, die der Körper bei der Temperatur von 0° und dem Drucke von 28 P. Z. besitzt.

4) Die brechende Kraft eines gemengten Gases, oder gemengter Dünste läßt sich aus den brechenden Kräften der Bestandtheile berechnen; aber jene eines chemisch zusammengesetzten Gases steht in keiner bekannten Beziehung mit der brechenden Kraft der Elemente.

5) Die Wärme ändert das Brechungsvermögen eines Gases nicht, wenn nicht zugleich die Dichte geändert wird.

6) Das spezifische Brechungsvermögen eines Stoffes im tropfbar flüssigen Zustande ist größer, als wenn der Stoff in den ausdehnsamen Zustand gebracht wird. Dieses Prinzip wurde durch Versuche von Arago und Petit gefunden und neuerdings von Dulong bestättigt.

Brechung des Lichtes in sphärischen Linsen.

§. 44.

Vorbegriffe.

Wir haben die Brechung in Prismen, die durch ebene Flächen begränzt sind, betrachtet und daran die Mittel zur Bestimmung des Brechungsverhältnisses angeschlossen; wir sollten nun zur Untersuchung der Brechung übergehen, die beim Durchgehen eines Lichtstrahls durch ein von was immer für krummen Flächen begränztes Mittel vor sich geht. Allein wir beschränken uns auf den Fall, wo das Mittel von Kugel-

flächen begränzt ist, und eine sphärische Linse genannt wird. Die sphärischen Linsen sind die einzigen, die sich mit Leichtigkeit und Genauigkeit verfertigen lassen, und von denen ein vielfacher zu großen Resultaten führender Gebrauch gemacht wird.

Nach der Lage und Krümmung, die sich den beiden Oberflächen einer Linse geben läßt, unterscheidet man 6 Arten der Linsen.

1) Die an beiden Seiten erhabene oder biconvexe Linse (Fig.78.a), welche entsteht, indem sich zwei Kugeln durchschneiden. Wegen ihrer Ähnlichkeit mit der Linsenfrucht hat man einen so begränzten Körper eine Linse genannt, dann aber diese Benennung auf alle Körper übertragen, deren Oberflächen Theile von Kugelflächen sind.

2) Die planconvexe Linse, die an einer Seite convex, auf der andern eben ist. (b)

3) Concav-convexe Linse, oder der sammelnde Meniskus wo die eine Seite hohl, die andere erhaben ist, wobei aber der Halbmesser der Concavität größer ist, als der Halbmesser der Convexität. (c)

4) Die biconcave, welche an beiden Seiten hohl ist. (d)

5) Die planconcave, die an einer Seite von einer Ebene, auf der anderen von einer concaven Kugelfläche eingeschlossen ist. (e)

6) Concav-convexe oder der zerstreuende Meniskus, bei dem der Halbmesser der concaven Fläche kleiner ist, als der Halbmesser der convexen. (f)

Es ist leicht einzusehen, daß die drey ersten Linsen in der Mitte am dicksten sind, und gegen den Rand zu an Dicke abnehmen; bei den drei letzteren aber das Gegentheil Statt findet.

Algebraisch unterscheidet man die verschiedenen Arten der sphärischen Linsen dadurch, daß man:

Bei der biconvexen den Krümmungshalbmesser der beiden Oberflächen als positiv annimmt, wir wollen diese Halbmesser f urd g nennen;

bei der planconvexen Linse ist f positiv und $g = \infty$;

bei dem sammelnden Meniskus ist f negativ und g positiv, und zugleich $f > g$;

da die biconcave Linse aus der biconvexen entsteht, indem man die beiden Kugelflächen der letzteren umkehrt, so sind hier f und g negativ,

bei der planconcaven ist f negativ und g = ∞;
bei dem zerstreuenden Meniskus ist f negativ und g positiv, aber f < g.

Unter der Axe einer Linse versteht man diejenige gerade Linie, welche durch die beiden Krümmungsmittelpunkte der Oberflächen C und D (Fig. 79.) geht.

Ein Punkt der Axe in der Mitte der Linse, nämlich O, heißt der optische Mittelpunkt.

Liegen die Theile einer Linse symmetrisch um die Axe, so heißt sie richtig centrirt. Die richtige Centrirung ist ein Haupterforderniß einer guten Linse.

Die Krümmung einer Kugeloberfläche ist der reciproke Werth ihres Halbmessers oder ein Bruch, dessen Zähler die Einheit, und dessen Nenner der Halbmesser ist. Man sieht daß die Krümmung desto größer wird, je mehr der Halbmesser abnimmt.

Die Linsen verfertigt man gewöhnlich aus weißem Spiegelglase, oder zu besonderen Zwecken auch aus dem so genannten Flintglase, zuweilen auch aus gläsernen Schalen, die mit einer durchsichtigen Flüssigkeit gefüllt werden. Linsen aus reinen durchsichtigen Edelsteinen sind besonders bei Microscopen von großem Nutzen. Fresnel schlug auch Linsen vor, die aus mehreren Ringen (polyzonale Linsen) zusammengesetzt sind.

§. 45.

Vereinigungsweite der Centralstrahlen, die von einem in der Axe liegenden leuchtenden Punkte auf eine biconvexe Linse auffallen.

Es sey S (Fig. 79.) der leuchtende Punkt, MN der Durchschnitt der Linse mit einer durch ihre Axe gelegten Ebene, D der Krümmungsmittelpunkt der ersten Fläche, und C jener der Hinterfläche, AD = f, BC = g. Der Strahl SA, der in der Richtung der Axe einfällt, trifft die Linse in dem Punkte A, dessen Tangente auf der Axe senkrecht steht; er kommt daher ungebrochen an die Hinterfläche im Punkte B an. Da die Tangente dieses Punktes mit der Axe auch einen rechten Winkel einschließt, so findet auch hier keine Brechung Statt, und der Lichtstrahl behält die Richtung der Axe; allein jeder andere von S ausgehende Strahl erleidet bei seinem Durchgange durch die Linse eine Ablenkung in seiner Richtung. Denn der in

der angenommenen Durchschnittsebene SMN beliebig gezogene Strahl SM wird bei seinem Eintritte in die Linse zum Einfallslothe DMx gebrochen, so daß er in der Richtung MG an die Hinterfläche gelangt, und nach einer neuen in derselben Ebene SMN vor sich gehenden Brechung vom Einfallslothe CGy in der Richtung Gz heraustritt, wobei er die Axe im Punkte F durchschneidet. Man stelle sich nun vor, daß sich der einfallende Strahl SM, so wie der austretende Gz sammt dem Durchschnitte der Linse um die Axe SE herumbewegen, so beschreibt SM eine Kegelfläche SMN, die von den einfallenden Lichtstrahlen des Punktes S gebildet wird, und die mit der Axe denselben Winkel wie SM machen, daher auch genau auf dieselbe Weise in der Linse gebrochen werden, und eine Richtung bekommen, welche gegen die Axe eben so geneigt ist, wie die des Strahls Gz; folglich werden die Lichtstrahlen der Kegelfläche SMN nach ihrem Austritte aus der Linse die Kegelfläche MFN einschließen, welche während der Umdrehung von Gz beschrieben wird. Die Spitze dieses Kegels fällt in die Axe, und ist der Punkt, in welchem sich alle von demselben Punkte S ausgehende und denselben Winkel mit der Axe einschließende Strahlen nach der zweimaligen Brechung in der Linse vereinigen. Der Abstand dieses Vereinigungspunktes von der Linse wird Vereinigungsweite genannt, und wieder, wie bei den Hohlspiegeln, mit α bezeichnet. Diejenigen Strahlen eines leuchtenden Punktes, welche die Mitte der Linse treffen, und daher, falls der Punkt in der Axe liegt, nur sehr kleine Winkel mit der Axe bilden, nennt man centrale Strahlen.

Die Vereinigungsweite der centralen Strahlen für den Fall, daß der leuchtende Punkt in der Axe liegt, und die Dicke der Linse vernachlässigt werden kann, wird auf folgende Weise ausgemittelt. Man verlängere den gebrochenen Strahl MG bis E, wo er die Axe schneidet, setze den Abstand des strahlenden Punktes von der Linse, nämlich SA $=$ a, und berücksichtige, daß man wegen der Kleinheit der Winkel MSA und MEA, SM $=$ SA $=$ a, und ME $=$ BE oder $=$ AE $=$ d annehmen kann:

Aus dem Dreyecke SMD erhält man $\frac{SM}{SD} = \frac{\sin. MDS}{\sin. SMD}$

und aus dem Dreyecke MDE, $\frac{DE}{ME} = \frac{\sin. DME}{\sin. MDS}$;

wegen der Brechung des Strahls bei **M** ist $n = \frac{\sin. SMD}{\sin. DME}$,

weil $\sin. SMx = \sin. SMD$ seyn muß; durch Multiplikation dieser Gleichungen ergibt sich:

$$\frac{SM. DE. n}{SD. ME.} = 1;$$

substituirt man die Werthe dieser Größen, so ergibt sich:

$$a. (d - f) n = (a + f) d,$$

woraus die Vereinigungsweite der Strahlen nach einer Brechung

$$d = \frac{afn}{an - a - f} \quad (1)$$

gefunden wird.

Um AF die Vereinigungsweite der Strahlen nach der Brechung an der Hinterfläche auszumitteln, setze man $AF = \alpha$, und betrachte die Dreyecke GCE und GCF;

ersteres gibt $\frac{GE}{CE} = \frac{\sin. GCE}{\sin. CGM}$

letzteres aber $\frac{CF}{GF} = \frac{\sin. FGy}{\sin. GCE}$; und wegen der

Brechung bei G ist: $\frac{1}{n} = \frac{\sin. CGM}{\sin. FGy}$;

woraus sich durch Multiplikation ergibt:

$$\frac{GE. CF}{CE. GF. n} = 1.$$

oder wenn man für die in diesem Bruche vorkommenden Größen die Werthe setzt, und beachtet, daß nicht bloß $GE = BE = d$, sondern, da der Winkel GFA ebenfalls sehr klein wird, auch $GF = BF = \alpha$ genommen werden darf, so hat man

$$d (g + \alpha) = (g + d) \alpha n \text{ und}$$

$$d = \frac{g\alpha n}{g + \alpha - \alpha n} . \quad (2)$$

Die Gleichungen (1) und (2) geben:

$$\frac{afn}{an - a - f} = \frac{g\alpha n}{g + \alpha - \alpha n},$$

$$afg + a\alpha f - a\alpha fn = a\alpha gn - a\alpha g - \alpha fg$$

$$afg + \alpha fg = a\alpha g(n-1) + a\alpha f(n-1).$$

Dividirt man alle Theile der Gleichung durch $a\alpha fg$, so wird

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{a} = \frac{n-1}{f} + \frac{n-1}{g}, \text{ oder}$$

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{a} = (n-1)\left(\frac{1}{f} + \frac{1}{g}\right) \quad (3)$$

d. h. die Summe der reciproken Werthe des Abstandes des leuchtenden Punktes von der Linse, und der Vereinigungsweite der Strahlen, ist gleich der Summe der Krümmungen beider Oberflächen, multiplizirt mit dem um eine Einheit verminderten Brechungsexponenten des Linsenstoffes.

Der aus diesem Ausdrucke sich ergebende Werth von α ist unabhängig von dem Winkel, welchen der einfallende Strahl mit der Axe einschließt; er bleibt demnach derselbe für alle Centralstrahlen, folglich vereinigen sich alle vom Punkte S ausgehende Centralstrahlen in einem Punkte F, und erzeugen im Auge, das irgendwo innerhalb des Lichtkegels uFz verweilt, denselben Eindruck, als wenn sich der leuchtende Punkt S in F befände. Es ist also der Vereinigungspunkt der gebrochenen Strahlen F der geometrische Ort des Bildes vom strahlenden Punkte S. —

§. 46.

Sammel- und Zerstreuungslinsen.

Ist der leuchtende Punkt unendlich weit entfernt, oder fallen die Strahlen parallel auf die Linse auf, wie in Fig. 80.

so ist $a = \infty$, folglich $\frac{1}{a} = \frac{1}{\infty} = 0$, und die Formel (3) übergeht in $\frac{1}{\alpha} = (n-1)\left(\frac{1}{f} + \frac{1}{g}\right)$. Die parallelen Strahlen vereinigen sich in einem Punkte hinter der biconvexen Linse, welchen Punkt man den Brennpunkt (focus) und die Vereinigungsweite der prallelen Strahlen Brennweite (Focaldistanz) nennet. Letztere bezeichnet man wie bei Spiegeln mit p und man hat

$$\frac{1}{p} = (n-1)\left(\frac{1}{f} + \frac{1}{g}\right) \quad (4),$$

wodurch die Formel (3) folgende Gestalt gewinnt:

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{a} = \frac{1}{p} \quad (5).$$

Diejenigen Linsen, welche die parallel auffallenden Strahlen in einem Punkte hinter der Linse wirklich vereinigen oder sammeln, nennet man Sammel- oder Collectivlinsen; solche aber, welche die parallelen Strahlen divergirend machen, so daß sie rückwärts verlängert in einem Punkte vor der Linse sich schneiden, heißen Zerstreuungslinsen (Fig. 81). Dieser Punkt, wo sich diese divergirend austretenden Strahlen zu vereinigen, oder aus dem sie zu kommen scheinen, heißt auch Brennpunkt, und sein Abstand von der Linse Brennweite; doch da daselbst keine wirkliche Vereinigung der Strahlen vor sich geht, so nennet man ihn den imaginären oder auch den virtuellen Brennpunkt. Man sieht, daß sich beide Linsengattungen dadurch unterscheiden lassen, daß bei den Sammellinsen die Brennweite als positiv, bei den Zerstreuungslinsen aber als negativ angenommen wird. Dieses Unterscheidungsmerkmal setzt uns in den Stand, aus der für die Brennweite einer Linse gefundenen Formel (4) zu erkennen, welche Arten der Linsen zur ersteren, und welche zur letzteren Gattung gehören; denn man hat nur nöthig die Fälle anzugeben, in welchen der Werth von p positiv, und in denen er negativ ist.—

Offenbar bleibt p in

$$\frac{1}{p} = \frac{n-1}{f} + \frac{n-1}{g} \text{ positiv;}$$

1) wenn f und g positiv sind.

2) wenn f positiv, und $g = \infty$, ist, denn dann ist $\frac{1}{p} = \frac{n-1}{f}$, also die Brennweite größer als im ersten Falle, aber noch immer positiv.

3) wenn f positiv und g negativ, aber $g > f$; denn in diesem Falle ist

$$\frac{1}{p} = \frac{n-1}{f} - \frac{n-1}{g}; \text{ aber } \frac{n-1}{f} > \frac{n-1}{g}, \text{ mithin}$$

p positiv, demnach gehören die biconvexen, die planconvexen und die concav-convexen Linsen, wo der Halbmesser der concaven Oberfläche größer ist, als der convexen zu den Sammellinsen.

Die Brennweite p wird negativ:

1) wenn f und g negativ sind, denn dann

$$\text{ist } \frac{1}{p} = -\frac{(n-1)}{f} - \frac{(n-1)}{g}$$

2) wenn f negativ, und $g = \infty$ ist, wo

$$\frac{1}{p} = -\frac{(n-1)}{f}$$

3) wenn f positiv, und g negativ, aber $g < f$ ist, denn man hat dann für die Brennweite den Ausdruck

$$\frac{1}{p} = \frac{n-1}{f} - \frac{(n-1)}{g}, \text{ wo } \frac{n-1}{g} > \frac{n-1}{f},$$

und mithin p negativ ist.

Folglich sind die biconcaven und planconcaven Linsen, dann der zerstreuende Meniskus zu den Zerstreuungslinsen zu zählen, für welche die Formel (5) die Gestalt erhält

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{a} = -\frac{1}{p} \quad (6)$$

§. 47.

Liegt der leuchtende Punkt außerhalb der Axe, aber so nahe, daß sämmtliche auf die Linse

fallende Strahlen nur kleine Winkel mit der Axe bilden, so wird die Vereinigungsweite der Strahlen nach demselben Gesetze bestimmt, wie wenn der leuchtende Punkt in der Axe wäre.

Es sey MN (Fig. 82.) der Durchschnitt einer Linse, deren Dicke in der Anwendung vernachlässiget werden kann; O sey der optische Mittelpunkt, und S der strahlende Punkt in der Nähe der Axe. Da die beiden Oberflächen der Linse an den Stellen G und H, wo die Axe durchgeht, parallel sind, so geht daselbst der auffallende Strahl dergestalt durch, als wenn er durch ein von parallelen Ebenen begränztes recht dünnes Mittel gehen würde, d. i. der den optischen Mittelpunkt treffende Strahl SO geht ungebrochen durch, und SOC ist eine gerade Linie, die man den Hauptstrahl zu nennen pflegt. Ein anderer Strahl SA, der rückwärts verlängert die Axe in einem Punkte E unter einem sehr kleinen Winkel schneidet, erleidet durch die Linse eine Ablenkung, wie wenn er von dem Punkte der Axe E gekommen wäre. Ist also F der Vereinigungspunkt der von E ausgehenden centralen Strahlen, so wird SA nach AF gebrochen, und vereinigt sich mit seinem Hauptstrahle im Punkte C, dessen Lage auf folgende Weise gefunden wird.

Heißt p die Brennweite der Linse, so ist

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{EO} + \frac{1}{OF}$$

Aus der Ähnlichkeit der Dreyecke EBS und AOE folgt, daß $AO : SB = EO : EB$, oder $\frac{AO - SB}{AO} = \frac{BO}{EO}$, woraus man erhält $\frac{1}{EO} = \frac{1}{BO} - \frac{SB}{AO.BO}$ (A)

und aus der Ähnlichkeit von AOF und FDC findet man

$$AO : DC = OF : DF, \text{ oder } \frac{AO + DC}{AO} = \frac{OD}{OF};$$

dieß gibt $\frac{1}{OF} = \frac{1}{OD} + \frac{DC}{AO.OD}$ (B).

Addirt man die Gleichungen (A) und (B), so ist

$$\frac{1}{EO} + \frac{1}{OF} = \frac{1}{BO} + \frac{1}{OD} + \frac{1}{AO}\left(\frac{DC}{OD} - \frac{SB}{BO}\right)$$

Da das Dreyeck BSO ähnlich ist dem Dreyecke DOC, so ist

$\frac{SB}{BO} = \frac{DC}{OD}$, mithin übergeht die letzte

Gleichung in $\frac{1}{EO} + \frac{1}{OF} = \frac{1}{BO} + \frac{1}{OD}$ (C)

Wegen der Kleinheit des Winkels BOS kann man BO = SO, und OD = OC annehmen, wodurch man aus (C) erhält

$$\frac{1}{EO} + \frac{1}{OF} = \frac{1}{SO} + \frac{1}{OC}, \text{ oder}$$

$$\frac{1}{SO} + \frac{1}{OC} = \frac{1}{p} \quad (D).$$

Da in diesem Resultate die Größe AO nicht vorkommt, so ist es unabhängig von dem Punkte, in welchem der Strahl die Linse trifft, und gilt daher für alle von S kommende und den vorausgesetzten Bedingungen entsprechende Strahlen. Dadurch wird gezeigt:

1) daß alle von dem außerhalb der Axe gelegenen Punkte kommende, aber nur kleine Winkel mit der Axe bildende Strahlen durch die Sammellinse in einem Punkte des Hauptstrahls vereinigt werden;
2) daß der reciproke Werth dieser Vereinigungsweite, vermehrt um den reciproken Werth des Abstandes des strahlenden Punktes vom optischen Mittelpunkte, gleich ist dem reciproken Werth der Brennweite, genau so, wie bei einem in der Axe liegenden Punkte;
3) daß das Auge, welches von Strahlen nach ihrer Vereinigung getroffen wird, in dem Vereinigungspunkte das Bild des leuchtenden Punktes sehen wird.

§. 48.

Erscheinungen durch Sammellinsen. A. Wenn der Gegenstand ein leuchtender Punkt ist.

Für die Sammellinsen haben wir den Ausdruck

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{a} = \frac{1}{p} \text{ oder } \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{p} - \frac{1}{a}, \text{ und } \alpha = \frac{ap}{a-p}$$

Da bei einer und derselben Linse p eine constante Größe ist, so haben wir nur die Änderungen von a zu berücksichtigen, um die entsprechenden Änderungen von α zu erfahren.

1. Solange der Abstand des leuchtenden Punktes größer ist, als die Brennweite, oder $a > p$, ist α positiv, d. h. die Strahlen treten convergirend aus der Linse heraus, und ihr Vereinigungspunkt fällt auf die Rückseite der Linse. Je näher aber der Gegenstand der Linse rückt, desto kleiner wird a, und desto größer die Vereinigungsweite α.
2. Ist der Abstand des leuchtenden Punktes gleich der Brennweite, oder $a = p$, so ist $\alpha = \infty$, d. i. die austretenden Strahlen vereinigen sich erst in einer unendlich großen Entfernung, folglich sind ihre Richtungen mit einander parallel.
3. Befindet sich der Gegenstand innerhalb der Brennweite, ist also $a < p$, so ist $\frac{1}{a} > \frac{1}{p}$ und somit die Vereinigungsweite α negativ, d. h. die Strahlen, die von einem innerhalb der Brennweite, befindlichen Punkte S (Fig. 83.) kommen, treten aus der Linse divergirend heraus, so daß sie rückwärts verlängert den Hauptstrahl auf der Vorderseite der Linse in einem Punkte s schneiden, und im Auge, welches hinter der Linse ruht, die Empfindung erzeugen, als befände sich der leuchtende Punkt in diesem scheinbaren Vereinigungspunkte der Strahlen s. Das Bild und der Gegenstand sind demnach auf derselben Seite der Linse, und zwar weil $\frac{1}{\alpha}$ als Differenz kleiner ist, wie der Minuendus $\frac{1}{a}$, so ist $\alpha > a$, d. h. die Strahlen sind zwar nach der Brechung divergirend, doch weniger, als vor der Brechung, und scheinen daher aus einem weiter entfernten Punkte zu kommen, als es wirklich der Fall ist.
4. Fallen die Strahlen auf eine Sammellinse convergirend auf, so daß sie sich ohne Linse in einem Punkte S (Fig. 84.) auf der Rückseite der Linse vereinigen würden, so ist a, d. i. der Abstand des leuchtenden Punktes negativ zu nehmen, und man erhält

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{p} + \frac{1}{a},$$

woraus folgt, daß α positiv, und kleiner als a ist, d. h. die austretenden Strahlen sind in diesem Falle wieder convergirend, aber sie sind es mehr, und vereinigen sich daher früher, als es ohne Linse geschehen wäre.

B. Wenn der Gegenstand eine Ausdehnung hat.

Die Lage, Größe und scheinbare Stellung der Bilder von ausgedehnten Gegenständen, die durch Sammellinsen hervorgebracht werden, lassen sich auf ähnliche Weise, wie bei den Spiegeln bestimmen, indem man nach der für diese Linsengattung gefundenen Formel, die Vereinigungsweite oder die Bilder der Randpunkte sucht, und sie mit einander verbindet. Man kann auch die Anwendung der Formel übergehen, wenn man von jedem der äußersten Punkte des Gegenstandes den Hauptstrahl, und zugleich den zur Axe parallelen Strahl zieht; letzterer wird zum Brennpunkte der Linse gebrochen, und vereinigt sich mit seinem Hauptstrahle in einem Punkte, der zugleich der Vereinigungspunkt der übrigen von demselben Punkte des Gegenstandes ausgegangenen Strahlen, und folglich der Ort des Bildes von einem äußersten Punkte des Gegenstandes ist. — Wir haben hiebei die Fälle zu unterscheiden, wo der Gegenstand außerhalb, und wo er innerhalb der Brennweite sich befindet.

I. Ist der Gegenstand AB außerhalb der Brennweite, F' und F die Brennpunkte, COc die Axe der Linse, O ihr optischer Mittelpunkt, Aa und Bb die Hauptstrahlen der äußersten Punkte A und B, AM und BN die zur Axe parallelen Strahlen, welche, zum Brennpunkte F gebrochen, die Richtungen MF und NF nehmen, und ihre Hauptstrahlen in a und b schneiden, so sind letztere Durchschnittspunkte die Bilder von A und B, und ab ist das Bild des Gegenstandes AB.

Das Bild erscheint auf der Rückseite der Linse, und in einer verkehrten Stellung, wird aber nur dann gesehen, wenn das Auge in die Strahlenkegel kommt, durch welche das Bild ab entsteht, vorausgesetzt, daß es sich auch in der zum deutlichen Sehen erforderlichen Entfernung von ab befindet. Wollte

man das Bild von allen Seiten sehen, so müßte man die gebrochenen Strahlen mit einer Tafel von weißem Papier oder mattgeschliffenem Glase auffangen.

Um das Verhältniß zwischen der linearen Größe des Bildes und des Gegenstandes auszumitteln, betrachte man die Dreyecke AOB und aOb; man findet sie ähnlich, und daher

$$\frac{ab}{AB} = \frac{cO}{CO} = \frac{\alpha}{a} = \frac{ap}{(a-p)\,a} = \frac{p}{a-p} \quad (1).$$

Hieraus folgt:

1) daß so lange $a > 2p$, auch $a - p > p$, und somit $AB > ab$ d. h. so lange der Abstand des Gegenstandes von der Linse größer ist, als die doppelte Brennweite, erscheint das Bild kleiner, wie der Gegenstand.

2) Wenn $a = 2p$, so ist $a - p = p$ und $AB = ab$ d. i. wenn der Abstand des Objektes gleich ist der doppelten Brennweite, so ist das Bild eben so groß als der Gegenstand; es muß daher mit der Annäherung des Gegenstandes an die Linse sein Bild immer mehr an Größe zunehmen.

3) Ist $a < 2p$, also $a - p < p$ so ist $AB < ab$ d. h. rückt das Objekt noch näher der Linse, so daß sein Abstand kleiner wird als die doppelte Brennweite, alsdann wird das Bild größer als das Objekt.

4) In dem Falle, wo $a = p$, mithin $ab = \infty$, entsteht kein Bild, sondern die Strahlen eines jeden Punktes treten aus der Linse parallel unter sich heraus.

II. Befindet sich der Gegenstand AB (Fig. 86. a) innerhalb der Brennweite, so erscheint das Bild eines jeden Punktes im Hauptstrahl vor der Linse und zwar in einem Abstande vom optischen Mittelpunkte, der größer ist, als der des strahlenden Punktes. Dieß ersieht man auch, indem man nebst den Hauptstrahlen AO und BO auch noch die zur Axe parallelen AM und BN zieht, welche nach der Brechung durch den Brennpunkt F gehen, folglich mit ihren Hauptstrahlen divergiren, und sie, vorwärts verlängert, in den Punkten a und b schneiden. Die Punkte a und b sind die Bilder von A und B, und ab selbst ist das Bild des Gegenstandes AB, dieses Bild wird durch die Linse in einen größeren Abstand gestellt, und erscheint dem an der Hinterfläche befindlichen Auge vergrößert, und in aufrechter Stellung.

Die Vergrößerung ergibt sich aus der Gleichung (1); denn ist der Gegenstand innerhalb der Brennweite, so ist

$a < p$ mithin der Ausdruck $\frac{p}{a-p} = \frac{ab}{AB}$ negativ, d. h. das Bild ist auf der Vorderseite der Linse; zugleich ist $p - a < p$, mithin auch $AB < ab$, also das Bild größer als der Gegenstand.

III. Kommen die Strahlen in convergirenden Richtungen auf die Sammellinse, so daß ihre Vereinigungspunkte ohne Linse das Bild AB (F. 86.b) geben würden; so entsteht wegen der stärkeren Convergenz, die sie durch die Linse erhalten, ein näher liegendes und kleineres Bild ab, das in der nämlichen Stellung erscheint, wie ohne diese Linse. Das Verhältniß der Durchmesser der beiden Bilder ist $\frac{ab}{AB} = \frac{p}{a+p}$.

§. 49.

Erscheinungen durch Zerstreuungslinsen. A. Wenn der Gegenstand ein leuchtender Punkt ist.

Für die Zerstreuungslinsen deren Brennweite negativ ist, erhielten wir die Formel:

$$\frac{1}{\alpha} = -\frac{1}{p} - \frac{1}{a} = -\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{a}\right)$$

wo p constant, und a veränderlich ist.

1) Solange a einen positiven Werth hat, bleibt α negativ und ist kleiner als a; d. h. die in divergirenden Richtungen auf die Linse kommenden Strahlen werden durch die Brechung noch mehr divergirend, so daß der Punkt aus dem sie zu kommen scheinen (das Bild) der Linse näher steht, als der leuchtende Punkt. Es sey MN (Fig. 87.) eine biconcave Linse, S der leuchtende Punkt, SO sein Hauptstrahl, Sx und Sx' zwei Lichtstrahlen, die nur kleine Winkel mit ihrem Hauptstrahle bilden; diese werden durch die Brechung divergirender, nehmen den Weg My und Nz, und treffen ein an der Hinterseite der Linse befindliches Auge dergestalt, als kämen sie von dem Punkte des Hauptstrahls s, wo sie vorwärts verlängert sich vereinigen; deshalb wird der leuchtende Punkt S in s zu seyn scheinen, oder s ist das Bild des Punktes S. Man sieht,

daß die charakteristische Wirkung der Zerstreuungslinsen in einer Annäherung des Bildes an den optischen Mittelpunkt (oder an das Auge) besteht.

2) Je mehr sich S der Linse nähert, also je kleiner a wird, desto kleiner ist auch α, d. h. desto näher an der Linse erscheint das Bild des Gegenstandes.

3) Ist a negativ, d. i. fallen die Strahlen convergirend auf, so ist $\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{a} - \frac{1}{p}$ und hieraus ersichtlich, daß solange $a > p$ ist, α noch immer negativ bleibt, also die Strahlen divergirend heraustreten. Wenn jedoch $a = p$, so ist $\alpha = \infty$, oder die gebrochenen Strahlen werden parallel, im Falle daß $a < p$ ist, wird α positiv und die Strahlen convergiren nach der Brechung; jedoch weil $\frac{1}{\alpha} < \frac{1}{a}$ seyn muß, so ist $\alpha > a$ d. h. die Convergenz der gebrochenen Strahlen ist geringer, als sie vor der Brechung war, und folglich erfolgt die Vereinigung der Strahlen in einem weiteren Abstande hinter der Linse, als es ohne Linse geschehen würde.

B. Wenn der Gegenstand eine Ausdehnung hat.

Es sey AB (F. 88. a) der Durchmesser eines Gegenstandes, AO und BO die von seinen äußersten Punkten gezogenen Hauptstrahlen, so wird dem Vorhergehenden gemäß das Bild von A der Linse näher gerückt, also in a, und aus gleichem Grunde jenes von B in b erscheinen. Dasselbe ergibt sich auch, wenn man von A und B die zur Axe parallelen Strahlen AM und BN zieht, diese werden so gebrochen, daß sie vorwärts verlängert, die Axe in dem imaginären Brennpunkt F schneiden, und daher mit ihren Hauptstrahlen in den Punkten a und b zusammen kommen. Das Bild ab wird also durch die Zerstreuungslinse dem Auge, das durch sie nach einem Gegenstande sieht, näher gebracht und erscheint **verkleinert**, aber in einer aufrechten Stellung.

Die Verkleinerung ergibt sich aus den ähnlichen Dreyecken AOB und aOb; es ist

$$\frac{ab}{AB} = \frac{Oc}{OC} = \frac{\alpha}{a}; \text{ aber } \alpha = -\frac{(ap)}{p + a}$$

somit $\frac{ab}{AB} = - \frac{p}{a+p}$ (2).

Das Bild ist also bei derselben Brennweite desto kleiner, je weiter der Gegenstand von der Linse entfernt ist.

Der Ausdruck (2) würde sich aus (1) auch unmittelbar ergeben, wenn man in (1) die Brennweite p negativ nähme.

Betrachten wir noch den in der Folge vorkommenden Fall, wo eine Zerstreuungslinse die Strahlenkegel auffängt, deren Spitzen das Bild AB (F.88.b) darstellen würden, dessen Abstand von der Linse größer ist, als die negative Brennweite, d. h. $-a > -p$. In diesem Falle treten die Strahlen, dem oben Gesagten gemäß, divergirend heraus; man findet auch hier ihre scheinbaren Vereinigungspunkte, wenn man von den nach A und B convergirenden Strahlen nebst den Hauptstrahlen, die zur Axe parallelen MA und NB zieht, und sie aus der Linse so austreten läßt, daß sie, vorwärts verlängert, durch den Brennpunkte F gehen, und ihre Hauptstrahlen in den Punkten a und b schneiden. Das hinter der Linse befindliche Auge wird in ab ein Bild von AB sehen, das vergrößert und rücksichtlich AB verkehrt erscheint. Man sieht leicht ein, daß

$$\frac{ab}{AB} = \frac{p}{p-a} = - \frac{p}{a-p}.$$

Anmerkung. Die Vergrößerung der Bilder, die durch Sammellinsen erzeugt wird, so wie die Verkleinerung derselben, wie sie durch die Zerstreuungslinsen hervorgebracht wird, haben eine optische Täuschung zur Folge, vermöge welcher im ersten Falle das Bild dem Auge recht nahe, im zweiten entfernt erscheint, wo doch durch die Linsen gerade das Gegentheil bewirkt wird. Diese Täuschung wird in der Folge erklärt werden.

§. 50.

Sphärische Abweichung bei den Linsen.

Die bisher bei den Linsen gefundenen Formeln für die Vereinigungsweiten und Bilder der Gegenstände beziehen sich nur auf Centralstrahlen, die allein sich genau in einem Punkte vereinigen, während jene Strahlen, welche die Linse in einem weiteren Abstande von der Axe treffen, und die man Randstrahlen nennt, andere Vereinigungspunkte haben, und zwar so

viele, als verschiedene Winkel der Randstrahlen mit der Axe unterschieden werden können. Diese Verschiedenheit der Vereinigungspunkte wird die sphärische oder Kugelabweichung genannt, und sie ist es, welche auf die Deutlichkeit der durch Linsen erzeugten Bilder sehr störend einwirkt, und für deren Verminderung oder Aufhebung man besondere Sorge tragen muß.

1) Um die Kugelabweichung gehörig zu begreifen, wollen wir untersuchen, welche Änderung der Ablenkungswinkel eines durch ein Prisma durchgehenden Lichtstrahls erleidet, wenn man den brechenden Winkel des Prisma vergrößert.

Zu diesem Behufe nehme man das Prisma ABC (Fig. 89.), dessen brechender Winkel BAC $= \psi$ ist; der einfallende Strahl SD nehme nach der ersten Brechung den Weg DE, und trete in der Richtung Ex aus dem Prisma heraus. Nimmt man D, ρ, σ, α und β, in der Bedeutung wie im §. 40, so ist (nach §. 40.) der Ablenkungswinkel $D = \rho + \sigma - \psi$ und $\psi = \alpha + \beta$.

Lasse man nun den Winkel BAC in den Winkel BAK übergehen, so trifft der Strahl DE die Hinterfläche des Prisma im Punkte F, und offenbar unter einem Einfallswinkel EFG, der größer ist, als der Einfallswinkel DEH an der Fläche AC. Aus dem Werthe für ψ ist zugleich ersichtlich, daß wegen des unveränderlich bleibenden Werthes von ρ und α jede Änderung von ψ eine gleiche Änderung von β zur Folge hat; wird also ψ z. B. um μ vergrößert, so muß auch β um μ wachsen; aber dies Wachsen von β führt auch eine Vergrößerung des Austrittswinkels σ herbey, und da $\sin. \sigma = n \sin. \beta$, so ist klar, daß σ in einem größern Verhältnisse wächst, als β oder ψ und daß mithin auch der Ablenkungswinkel D einen größeren Werth erlangt, sobald der brechende Winkel ψ erweitert worden ist; darum wird der an der Fläche AK austretende Strahl Fy sich mehr vom brechenden Winkel entfernen, als der an der Fläche AC herausfahrende Ex.

2) Ein Lichtstrahl SM (Fig. 90.), der durch eine Linse durchgeht, wird gerade so gebrochen, wie in einem Prisma EGF, welches durch die Berührungsebenen (EG und FG) an dem Einfalls- und an dem Austrittspunkte (M und N) gebildet wäre. Man kann daher jede sphärische Linse als ein Prisma betrachten, dessen brechender Winkel an der Axe gleich Null ist, von da aber bis zum Rande der Linse symmetrisch zu jeder Sei-

te der Axe immer mehr zunimmt. So sind die Berührungsebenen die durch die Punkte der Axe A und B gelegt werden, zu einander parallel, also der Winkel den sie bilden, offenbar gleich Null; je weiter die Berührungspunkte der tangirenden Ebenen von der Axe sich entfernen, desto mehr erscheinen diese Ebenen gegen einander geneigt. Denn sind MC und ND die Halbmesser der Kugelflächen, ϕ und ψ die Centriwinkel, so ist

der Winkel $\alpha = 90° - \phi$, und
$\beta = 90° - \psi$, also,
$\alpha + \beta = 180° - (\phi + \psi)$ und

da der brechende Winkel $G = 180° - (\alpha + \beta)$, so ist $G = \phi + \psi$, d. h. je größer diese Centriwinkel, oder je weiter die Berührungspunkte von der Axe abstehen, desto größeren Werth erhält der brechende Winkel G.

Eine nähere Betrachtung der verschiedenen Linsenarten belehrt uns, daß bei einigen die Scheitel der brechenden Winkel der Prismen von der Axe abgewendet, bei anderen aber ihr zugekehrt sind; da nun die Lichtstrahlen in einem Prisma vom brechenden Winkel abgelenkt werden, so folgt, daß die parallel zur Axe auffallenden Strahlen bei einer Linsengattung zu der Axe gebrochen, mithin convergirend, bei der andern aber von der Axe entfernt, oder zerstreut werden. Jene sind die Sammellinsen, diese die Zerstreuungslinsen.

3) Weil der durch ein Prisma gehende Lichtstrahl eine desto größere Ablenkung von seiner ursprünglichen Richtung erleidet, je mehr der brechende Winkel des Prisma vergrößert wird; und weil ferner eine Linse als ein Prisma betrachtet werden kann, wo der brechende Winkel von der Axe gegen die Ränder der Linse immer mehr zunimmt, so müssen diejenigen Strahlen, welche die Linse in einem weiteren Abstande von der Axe treffen, mehr von ihrer Richtung abgelenkt werden, und daher die Axe (entweder vor oder hinter der Linse) früher schneiden als die Centralstrahlen.

Hieraus geht hervor:

a) daß Strahlen, welche in verschiedenen Entfernungen von der Axe eine Sammel- oder Zerstreuungslinse treffen, sich nicht mehr in einem sondern in mehreren Punkten vereinigen, und die Vereinigungspunkte sich in dem Maße der Linse nähern, als die Strahlen entfernter von der Axe auffallen.

b) daß die successiv auf einander folgenden Strahlen, deren jeder stärker abgelenkt wird, als der vorhergehende, sich in den Punkten m, m', m'' (Fig. 91.), schneiden. Diese Durchschnittspunkte müssen stetig an einander liegen, und bilden eine krumme Linie, welche in dem Vereinigungspunkte der Centralstrahlen ihren Anfang nimmt, und sich symmetrisch an beiden Seiten der Axe ausdehnt. Man nennt diese krumme Linie, eine durch Brechung entstandene Brennlinie (diacaustica).

Das eben Gesagte gilt wie leicht zu ersehen ist, von beiden Klassen der Linsen.

4) Ist MN (Fig. 92.) der Durchschnitt einer biconvexen Linse, SF ihre Axe, und F der Vereinigungspunkt der Centralstrahlen, wie ρ und σ, so fällt der Vereinigungspunkt der Randstrahlen μ und ν näher an die Linse, nach f. Die Verschiedenheit dieser Vereinigungsweiten, die man, wie schon gesagt wurde, die Abweichung nennt, hat augenscheinlich ihren Grund in der Kugelgestalt der Linse; denn diese macht daß der brechende Winkel des die Stelle der Linse vertretenden Prisma gegen den Rand zu immer größer wird. Darum heißt diese Abweichung die sphärische, oder Kugelabweichung. Die Größe Ff, welche den Unterschied der Vereinigungsweiten der Central- und der Randstrahlen angibt, wird (wie bei den Spiegeln) die Längenabweichung, und das Stück FH, welches der Randstrahl von einem in F errichteten Perpendikel abschneidet, wird die Seitenabweichung genannt. FH bezeichnet zugleich den Halbmesser des Kreises, innerhalb dessen alle zwischen A und M liegende Strahlen ihren Weg nehmen.

Schon eine oberflächliche Erwägung überzeugt uns, daß die Kugelabweichung zunimmt, wenn

a) der Öffnungs-Halbmesser der Linse, d. i. der Abstand derjenigen Punkte von der Axe, wo die Randstrahlen auffallen, größer wird; denn je größer der Halbmesser der Öffnung, desto mehr wachsen die Winkel ϕ und ψ (Fig. 90.), mithin auch der brechende Winkel G, und die Ablenkung des Randstrahls; dadurch kommt f noch näher an die Linse und Ff muß zunehmen.

b) wenn bei demselben Brechungsverhältnisse die Krümmung vermehrt, oder was gleich viel ist, die Brennweite vermindert wird; denn wird die Krümmung verstärkt, so wachsen die Winkel ϕ, ψ und G selbst dann, wenn die

Öffnung der Linse unverändert bleibt. Sobald aber durch größere Krümmung der Winkel G vermehrt wird, muß auch die Ablenkung des Randstrahls, und somit auch die Abweichung bedeutender werden.

Strenge mathematische Untersuchungen lehren, daß die sphärische Längenabweichung bei einem und demselben brechenden Mittel sich verhält, wie das Quadrat des Öffnungshalbmessers, und verkehrt wie die Brennweite. — Insbesondere findet man für den Fall, daß sie ein Kleinstes ist, und die Strahlen parallel auffallen,

$$\text{die Kugelabweichung} = 0.938 \cdot \frac{x^2}{p}$$

vorausgesetzt daß $n = 1.55$.

Da die Kugelabweichung bei den Hohlspiegeln nur den Werth $0.125 \frac{x^2}{p}$ hatte, so folgt, daß die Kugelabweichung bei Linsen $7\frac{1}{2}$ Mal größer ist, als bei Spiegeln von derselben Öffnung, und derselben Brennweite.

5) Die Wirkung der sphärischen Abweichung bei den Linsen ist eine Undeutlichkeit der Bilder. Denn vollkommen deutlich kann das Bild nur dann erscheinen, wenn jeder Punkt des Gegenstandes wieder durch einen Punkt im Bilde vorgestellt wird; allein wegen der Kugelabweichung stellt sich das Bild eines jeden leuchtenden Punktes als ein kleiner Kreis dar. Wäre mn (Fig. 92.) der Durchmesser des kleinsten Kreises, durch welchen alle von der Linse kommenden Strahlen, (deren Vereinigungspunkte zwischen F und f liegen), hindurchgehen, so würde dieser Kreis, da er sämmtliche Strahlen über den kleinsten Raum ausgebreitet enthält, das am deutlichsten erleuchtete Bild des leuchtenden Punktes darstellen. Dieser Kreis heißt der Abweichungskreis. Je kleiner er ist, je mehr er sich einem Punkte nähert, desto deutlicher erscheint das Bild, daher ist sein Halbmesser das Maß der Undeutlichkeit. Die Rechnung lehrt, daß für parallel auffallende Strahlen bei derselben Glasart dieser Halbmesser dem Cubus des Öffnungs-Halbmessers direkt, und dem Quadrate der Brennweite der Centralstrahlen verkehrt proportionirt ist. Sobald die Bilder der einzelnen physischen Punkte eines ausgedehnten Gegenstandes als

Kreise erscheinen, deren jeder, er mag noch so klein seyn, einen Raum einnimmt; so können sie nicht wie Punkte nahe an einander erscheinen, sondern sie müssen sich theilweise decken, in einander fließen, und so eine Verwirrung einen Mangel an scharfer Begränzung und folglich eine Undeutlichkeit des ganzen Bildes hevorbringen.

6) Die Deutlichkeit, welche die Bilder haben müssen, erfordert eine Aufhebung, oder wenigstens eine Verminderung der Kugelabweichung.

Dieß wird, wie man aus dem Gesagten leicht ersehen kann, erreicht:

a) durch Verminderung der Krümmungen beider Oberflächen.

b) durch Verkleinerung der Öffnung. Man bedeckt zu diesem Behufe den Rand, und auch einen Theil der Oberfläche mit undurchsichtigen kreisförmigen Ringen, die man Blendungen, oder Diaphragmen nennt, und die desto breiter seyn müssen, je stärker die Krümmung der Linse ist.

Allein die Helligkeit, unter welcher wir den Gegenstand durch die Linse sehen, wird durch die Lichtmenge, welche auf die Linse fällt, bestimmt, und wächst mit der Größe der Öffnung, folglich mit dem Quadrate des Öffnungshalbmessers. Die Rücksicht auf die Helligkeit, die bei stärkeren Vergrößerungen um so mehr eintritt, nöthigt uns, einen kleinen Überrest der Kugelabweichtng zu dulden; jedoch darf der Halbmesser des Abweichungskreises dem Auge niemals unter einem Winkel erscheinen, der eine Sekunde übersteigt.

c) Man kann mathematisch beweisen, daß die Kugelabweichung bei unveränderter Öffnung und Brennweite durch Änderung des Verhältnisses der Krümmungen vermindert, und auf ein Minimum gebracht werden kann. So findet man für parallele Strahlen und den Brechungsexponenten $n = 1.53$ durch Rechnung, daß der Haldmesser der Vorderfläche zum Halbmesser der Hinterfläche sich wie $100:733$ verhalten muß, wenn die sphärische Abweichung ein Kleinstes seyn soll. Eine Linse, bei welcher durch das Verhältniß der Krümmungshalbmesser die kleinste Abweichung erzeugt wird, heißt eine Linse von der besten Form. Setzt man die Größe der Abweichung einer Linse von der besten Form . . . . $= 1.000$ so gibt der Calcul für parallel auffallende Strahlen die Abweichung einer plancon-

vexen Linse, wenn ihre ebene Fläche gegen das Objekt gekehrt ist	= 4.200
und falls ihre erhabene Seite dem Objekte zugewendet wird	= 1.081
die Abweichung einer planconcaven Linse, die mit der Planseite gegen das Objekt gerichtet wird, ist	= 4.200
und wenn sie mit der concaven Seite dahin gewendet wird, nur	= 1.081

Hieraus ergibt sich die für die Praxis sehr wichtige Regel, daß planconvexe und planconcave Linsen fast so gut sind, wie Linsen von der besten Form, sobald sie mit der gekrümmten Fläche gegen das Objekt gekehrt werden; daß jedoch diese Linsen eine große Abweichung bewirken, wenn man die ebenen Flächen dem Objekte zuwendet.

Zur Deutlichkeit der Bilder ist nicht bloß die Aufhebung der Kugelabweichung eine wesentliche Bedingung, sondern auch eine vollkommene Politur der Linsenflächen, eine vollkommene Gleichartigkeit des Stoffes, und eine genau kugelförmige Gestalt der Oberflächen; denn sonst kommen die Strahlen aus ihrer geometrischen Richtung und erzeugen Verwirrung im Bilde.

§. 51.

Von der durch Brechung hervorgebrachten Farbenzerstreuung.

Wir übergehen zu einer neuen Reihe von Erscheinungen, welche sowohl durch ihre Schönheit als auch dadurch sehr anziehend sind, daß sie uns neue Eigenschaften des Lichtes zur Kenntniß bringen.

Man leite mittelst eines vor einem Fensterladen angebrachten Metallspiegels einen Sonnenstrahl durch eine enge Öffnung in ein dunkles Gemach, da entsteht auf einer vertikalstehenden Tafel ein rundes weißes Sonnenbild, dessen Beschaffenheit rücksichtlich des Durchmessers und der Erleuchtung wir im §. 11. kennen gelernt haben. Stellt man in den Sonnenstrahl nahe an die Öffnung ein horizontales und mit dem brechenden Winkel nach abwärts gekehrtes Prisma dergestalt auf, daß der einfallende Strahl im Hauptdurchschnitte liegt, so wird nicht nur wegen der Brechung des Lichtes im Prisma, das Sonnenbild

nach oben gerückt, sondern es erscheint, anstatt des runden weißen Bildes, das man erwartet, ein längliches, unten und oben von zwei Halbkreisen, an der Seite aber von geraden Linien begränztes glänzendes Farbenbild (Spectrum).

Nähere Untersuchungen lehren:

a) daß die Breite des Farbenbildes, genommen in der Richtung der Axe des Prisma, dem Durchmesser des Sonnenbildes S (Fig. 93.), das durch ungebrochenes Licht in derselben Entfernung der Tafel erzeugt würde, gleich ist;

b) daß aber seine Länge größer sich darstellt, und dieß desto mehr, je weiter die Tafel vom Prisma entfernt wird, aber selbst bei derselben Distanz der Tafel vom Prisma ändert sich die Länge mit dem Einfallswinkel, dem brechenden Winkel, und der materiellen Beschaffenheit des Prisma.

c) So lange die Länge des Spectrums kleiner ist, als die doppelte Breite, erscheint es in der Mitte weiß, und nur an den Rändern gefärbt; allein je weiter die Tafel vom Prisma gerückt wird, desto länger wird das Farbenbild, und desto mehr sondern sich die Farben ab, so daß, wenn die Länge die doppelte Breite übersteigt, sechs lebhafte Farben unterschieden werden können, und zwar von unten nach oben (Fig. 95.)

roth,
orangegelb,
blaßgelb,
grün,
blau,
violett.

Die Farben erscheinen immer in dieser Ordnung, wobei die rothe Farbe am wenigsten, die violette am weitesten von dem Orte abgelenkt wird, wo das Sonnenbild lag, es mag übrigens das Prisma aus was immer für einem durchsichtigen Stoffe bestehen.

d) Die Trennung der Farben wird vollständiger, wenn man die Öffnung im Fensterladen klein macht, und die Tafel vom Prisma mehr entfernt; sie ist vollständig genug, wenn diese Entfernung 14 bis 18 Fuß beträgt. Ein aufmerksamer Beobachter nimmt sodann leicht wahr, daß kein

Streifen in seiner ganzen Ausdehnung genau dieselbe Farbe zeigt, sondern daß ein jeder farbige Antheil durch unmerkliche Abstuffungen in den anderen übergeht, und sich deshalb die Gränzlinie zweier verschieden gefärbter an einander stoßender Antheile nicht scharf ziehen läßt. Im blauen Antheile des Spectrums sind die Abstuffungen recht auffallend, indem er gegen den grünen merklich lichter, als gegen den violetten sich zeigt, weswegen Newton, (auch noch bestimmt durch seinen Lieblingsgedanken zwischen den Farben des Sonnenlichtes und den 7 Tönen einer Octave eine Ähnlichkeit herauszubringen) sieben Farben im prismatischen Farbenbilde annahm, wovon, wenn man die Länge des Spectrums als Einheit annimmt, die rothe Farbe 0.12, die orangegelbe 0.07, die gelbe 0.13, die grüne 0.17, die lichtblaue 0.17, die indigoblaue 0.11, und endlich die violette 0.23 Theile beträgt.

Der Halbschatten, welcher an dem direkten Sonnenbilde durch die Größe der Öffnung veranlaßt wird, findet sich bei dem Spectrum wieder ein, und verursacht eine Unbestimmtheit in den Umrissen desselben. Soll das Farbenbild rein, lebhaft und scharf begränzt erscheinen, so läßt man die Sonnenstrahlen zuerst auf eine Sammellinse von großer Brennweite fallen, wodurch sie zu einem weißen vom Halbschatten freyen Sonnenbilde vereinigt werden. Sogleich hinter die Linse wird ein reines Prisma aufgestellt, dessen brechender Winkel wenigstens 60° zählt, und dessen Wände genau eben abgeschliffen sind; und die das Farbenbild auffangende Tafel bringt man in die Brennweite der Linse. Bei dieser Einrichtung wird das Farbenbild vom Halbschatten frey, und die Unbestimmtheit in den Begränzungen verschwindet.

§. 52.

Fortsetzung.

Aus dem eben beschriebenen Versuche lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1) Daß jeder weiße Sonnenstrahl durch Brechung in verschiedenfarbige Bestandtheile zerlegt wird. Diese Zerlegung heißt man Farbenzerstreuung.

2) Daß diese verschiedenfarbigen Theile des direkten Sonnenlichtes auch eine verschiedene Brechbarkeit besitzen. Denn unter Brechbarkeit versteht man die Fähigkeit des Lichtstrahls beim Wechsel des Mittels eine Ablenkung in seiner geradlinigen Richtung zu erleiden, und man nennt denjenigen Strahl brech-

barer, der bei demselben Einfallswinkel eine größete Ablenkung erfährt. Für die durch das Prisma in der Richtung des durchgehenden Strahls erzeugte Ablenkung D erhielten wir §. 40. $D = \rho + \sigma - \psi$.

Der Einfallswinkel ρ ist für alle Theile des direkten Sonnenstrahls derselbe; aber aus der Verlängerung des gebrochenen Bildes erhellet, daß der Austrittswinkel des untersten Theiles am kleinsten ist, und von unten gegen die oberste Gränze des Farbenbildes immer mehr zunimmt; mithin nimmt auch die Ablenkung und damit die Brechbarkeit der Theile von unten nach oben zu. Hieraus läßt sich weiter folgern:

a) daß die rothen Strahlen die geringste, die violetten hingegen die größte Brechbarkeit besitzen;

b) daß aber selbst bei Strahlen derselben Farbe die Brechbarkeit nicht genau dieselbe ist; denn offenbar müssen die oberen Strahlen des rothen Antheils brechbarer seyn, als die unteren.

c) daß die Strahlen, die derselben horizontalen Linie angehören, dieselbe Ablenkung erleiden, und folglich auch gleiche Brechbarkeit besitzen.

Die beiden Eigenschaften der Brechbarkeit und der Farbe sind so innig mit einander verbunden, daß man die Strahlen auch durch die Farben, welche dem Grade ihrer Brechbarkeit entsprechen, benennen kann.

Diese wichtige Thatsache der verschiedenen Brechbarkeit der Bestandtheile des weißen Sonnenlichtes suchte Newton durch mehrfache Versuche außer Zweifel zu setzen.

1) Man merke sich auf der Tafel das Centrum des direkten Sonnenbildes; dieß sey in S (Fig. 95.), und bringe durch ein horizontal liegendes Prisma, das in die Lage der kleinsten Abweichung gestellt wird, das Farbenbild rv hervor. Dieses erscheint in vertikaler Lage, so, daß die durch seine Mitte gehende vertikale Linie den Punkt S trifft. Die horizontalen Linien oo, gg . . . . . . sollen die Gränzen der verschiedenfarbigen Theile vorstellen. Läßt man die aus dem ersten Prisma kommenden Strahlen auf ein zweites, vertikal gestelltes Prisma auffallen, so erleiden sie eine Ablenkung in horizontaler Richtung, da der brechende Winkel seitwärts steht. Hat nun die durch das erste Prisma erzeugte Verlängerung des Bildes ihren Grund in der verschiedenen Brechbarkeit der Strahlen, so können die in jeder der Linien oo, gg . . . . sich befindenden Strahlen, da sie glei-

che Brechbarkeit besitzen, durch die neue Brechung nicht mehr getrennt werden. Und ist das zweite Prisma in jeder Hinsicht dem ersten gleich, und gegen das einfallende Licht so gestellt, daß die Ablenkung auch ein Minimum wird, so muß auch die bei jedem Strahle durch das zweite Prisma bewirkte Ablenkung genau so viel betragen, wie die durch das erste Prisma erzeugte; demnach werden jetzt die Strahlen r′, v′ in horizontalen Richtungen, eben so weit von r, v abgelenkt erscheinen, als vorhin r, v von S abgelenkt wurden, d. h. es wird rr′ = rS, nnd vv′ = vS. Dasselbe gilt auch rücksichtlich der übrigen Theile des Farbenbildes r′v′, und man sieht:

a) daß das zweite Bild r′v′ zwischen den nämlichen horizontalen Linien enthalten seyn muß, als das erste, ohne etwas an Breite gewonnen zu haben.

b) daß der rothe Antheil, welcher im ersten Prisma die schwächste Ablenkung erfuhr, auch jetzt den rothen Theil des Farbenbildes bildet, und die schwächste Brechung erlitten hat; der violette zeigt sich wieder violett, und am meisten abgelenkt;

c) daß die Axe von v′r′ durch den Mittelpunkt des direkten Bildes geht, und gegen die vertikale rS um 45° geneigt ist, denn im Dreyecke vr′S ist rr′ = rS und der Winkel Srr′ = 90°, mithin rSr′ = 45°.

Der Versuch bestättigt alle diese aus der verschiedenen Brechbarkeit der Strahlen gemachten Folgerungen, wodurch letztere Eigenschaft als wesentlich den Strahlen angehörend dargethan wird, so daß sie dieselbe bei jeder folgenden Brechung unveränderlich beibehalten.

2) Man bringe an der Tafel MN (Fig. 96.) ein Farbenbild mittelst des Prisma A hervor, mache in dieser Tafel eine kleine runde Öffnung O, durch die ein Lichtkegel von ziemlich gleichartigen Strahlen durchgeht, und auf einer zweiten Tafel M′N′ ein kreisrundes Bild hervorbringt, dessen Farbe roth ist, wenn O in den rothen Theil des Spectrums fällt, grün, wenn O im grünen Lichte liegt u. s. w.

Läßt man durch ein kleines Loch O′ ein dünnes Lichtbündel dieses Lichtes auf ein zweites Prisma B auffallen, so erleidet dasselbe keine Zerstreuung mehr, sondern nur eine Brechung, vermög welcher ein kreisrundes Bild auf der Tafel SR von derselben Farbe, wie in O′ zum Vorschein kommt. Dreht man das Prisma A um seine Axe, so werden die ver-

schiedenfarbigen Strahlen nach einander durch die Öffnungen O und O′ durchgehen, und genau in derselben Richtung OO′ das zweite Prisma treffen; daher werden nach Beschaffenheit der auf B kommenden Strahlen auf der Tafel RS nach einander rothe gelbe grüne u. s. w. Bilder entstehen, aber nicht an einem und demselben Orte der Tafel, wie es wegen der gleichen Einfallswinkel geschehen müßte, falls alle Strahlen dieselbe Brechbarkeit hätten; sondern der Erfolg lehrt, daß das gelbe Bild höher, als als das rothe, das grüne noch höher und am höchsten das violette sich darstellt.

Dieser Versuch bestättigt nicht nur die verschiedene Brechbarkeit der verschiedenfarbigen Strahlen, sondern beweiset zugleich, daß ein Lichtstrahl, welcher die Eigenschaft hat, eine bestimmte Farbenempfindung zu erregen, diese Eigenschaft durch eine neue Brechung nicht verliert, und auch nicht mehr in verschiedenfarbige Theile zerlegt wird, folglich einfach (elementar) ist.

3) Newton hat die ungleiche Brechbarkeit auch bei verschiedenfarbigen Strahlen, die von gefärbten Körpern ausgehen, durch folgenden Versuch bewiesen: Man verzeichnet auf schwarzem Grunde ein Rechteck (Fig. 97.), bemahlt die eine Hälfte roth die andere blau, und sieht es mittelst eines Prisma an, dessen Kante parallel mit der Seite AB läuft, und dessen brechender Winkel abwärts gekehrt ist, da erscheinen die beiden farbigen Hälften nicht mehr als ein Rechteck, sondern der blaue Theil zeigt sich tiefer herabgedrückt, als der rothe, was offenbar nur dadurch möglich wird, daß die rothen Strahlen durch das Prisma eine geringere Änderung in ihrer Lage erlitten haben als die blauen; folglich sind jene minder brechbar als diese.

Man kann den Versuch nach Brandes noch auf die Art abändern, daß man an den oberen Rand eines rothen Quadrats ein blaues Blättchen b (Fig. 97.) legt, so daß dasselbe einen Theil des Roth verdeckt. Bei der Betrachtung durch ein Prisma wird man bei b einen schwarzen Fleck, und bei b′ einen violetten Schimmer wahrnehmen; folglich kommt das blaue Licht in das Auge so, als wenn es von b′ ausginge, und wird also stärker gebrochen als das rothe. Man kann noch weitere Abänderungen in diesem Versuche dadurch vornehmen, daß man die Farbe des Quadrats, und die des darauf gelegten Blättchens manigfaltig wechselt.

Anmerkung. Der Versuch gelingt mit den gewöhnlichen Farben nicht vollkommen, weil unsere Farbestoffe nicht ganz rein sind, und immer eine Beimischung anderer Farben enthalten. Am besten eignet sich dazu lychnis calcedonica, die ein ziemlich reines Roth gibt, und einige blaue Blumen, wie convulvus tricolor, dessen Blau auch ziemlich rein ist.

Um die Entstehung und Begränzung des Farbenbildes zu begreifen, denken wir uns hinter das Prisma ein gefärbtes Glas oder eine gefärbte Flüssigkeit gestellt, die nur eine Strahlengattung durchzulassen vermag; alsdann erblickt man an der Tafel ein kreisrundes Sonnenbild, von der Farbe des durchgelassenen Lichtes. Hat man sich z. B. des rothen Purpurglases bedient, so ist das Bild roth, und genau an der Stelle des rothen Antheils im Spectrum; ließe das Glas oder die Flüssigkeit nur das blaue Licht durch, so sieht man an der Stelle des blauen Antheils ein rundes blaues Sonnenbild. Leitet man den Sonnenstrahl durch verdünnte Lackmustinktur, die in einem mit parallelen Wänden begränzten Glasgefäße sich befindet, dann erscheint an der Stelle, wo das Roth im Spectrum sich befindet, ein rundes rothes Bild, und abgesondert von ihm ein schwachblaues und ein violettes Bild. Aus diesen Erfahrungen läßt sich der Schluß ziehen, daß eine jede Gattung der farbigen Strahlen ein eigenes, vollständiges Sonnenbild darstellt, aber daß nach Beschaffenheit der Brechbarkeit der Strahlen jedes Bild an einen anderen Ort fällt.

Indem nun eine jede Strahlengattung, in welche der weiße Sonnenstrahl getheilt wird, ein kreisrundes Sonnenbild gibt, und diese Bilder wegen der zunehmenden Brechbarkeit über einander fallen, das orangegelbe über das rothe, das blaßgelbe über das orangegelbe u. s. w., wobei sie sich an ihren Rändern zum Theile decken und mischen, entsteht das längliche prismatische Farbenbild.

Auch ist aus dieser Darstellung ersichtlich, daß im Falle der direkte Sonnenstrahl nur aus 6 verschiedenfarbigen Strahlen bestehen würde, die runden Bilder in die er sich bei der Brechung im Prisma theilte, ein Farbenbild erzeugen müßten, an dessen Seiten die kreisförmig gebogenen Einschnitte deutlich bemerkbar wären (Fig. 98.). Allein die Erfahrung zeigt uns das Farbenbild an den Seiten von parallelan Linien begränzt, und lehrt damit, daß die Anzahl der kreisförmigen Sonnenbilder unendlich groß ist; denn nur bei einer solchen Anzahl liegt ein jeder Kreis unendlich wenig höher als der andere, und

die Durchschnittspunkte dieser Kreise werden an beiden Seiten gerade Linien bilden. Man muß demnach die Anzahl der verschiedenfarbigen Strahlen, aus welchen ein unzerlegter Sonnenstrahl besteht, unendlich groß annehmen.

Eben so groß sollte auch die Anzahl der Farben seyn, indem wohl bei jeder Änderung der Brechbarkeit auch eine andere Farbenempfindung angeregt wird; allein unser Auge ist nicht empfindlich genug, um die feinsten Unterschiede der Eindrücke wahrzunehmen; erst wenn der Unterschied der Brechbarkeit auffallender erscheint, wird auch der Unterschied in der Farbenempfindung bemerkbar, und so kommt es, daß wir nur 6, oder nach einigen 7 Farben im prismatischen Farbenbilde deutlich zu unterscheiden vermögen. Daher können auch Strahlen, welche die Empfindung einer bestimmten Farbe erzeugen, aus verschieden brechbaren Theilen bestehen; so ist gewiß jenes Licht, welches dem untersten Theile des Spectrums angehört, weniger brechbar, als das dem orangegelben näher liegende, und doch wird beides nur roth gesehen.

Newton war der erste, der die ungleiche Brechbarkeit der Strahlen lehrte. Diese Lehre hat sich von allen Seiten bewährt; die achromatischen Prismen und Fernröhre wurden nach den Regeln, die sich aus der verschiedenen Brechbarkeit der Strahlen ergeben, berechnet und ihre große Vervollkommnung bezeugt auf eine unwidersprechliche Weise die Richtigkeit der Theorie.

§. 53.

Wiederherstellung des weißen Lichtes durch Vereinigung der verschiedenfarbigen Strahlen.

Wenn alle aus dem weißen Strahl hervorgegangenen Farbenstrahlen vereinigt werden, so entsteht abermals weißes Licht. Diese Wahrheit wird durch nachstehende Versuche dargethan:

1) Man lege nahe an das Prisma A (Fig. 99.), welches eine Farbenzerstreuung bewirkte, ein zweites Prisma B, das aus demselben Stoffe wie A gearbeitet ist, und auch denselben brechenden Winkel, aber eine entgegengesetzte Lage hat; man wird das Lichtbündel, welches in der Luftschichte zwischen den beiden Prismen noch gefärbt erscheint, ganz weiß und ohne Abweichung aus dem zweiten Prisma austreten sehen. Da durch das zweite, ganz gleiche Prisma keine andere Abänderung

hervorgebracht wird, als daß dieselbe Ablenkung, die jeder Strahl im ersten erfuhr, jetzt wegen der entgegengesetzten Lage der brechenden Winkel in entgegengesetzter Richtung Statt findet, und somit aufgehoben wird, so daß die verschiedenfarbigen Strahlen in parallelen Richtungen austreten, und als nahe an einander liegend, gleichzeitig in das Auge kommen; so muß dieser vereinte Eindruck aller farbigen Strahlen die Ursache der Weiße seyn, die wir an dem austretenden Lichtbündel finden.

2) Man lasse das Farbenbild auf einen Hohlspiegel auffallen, aber so daß die Strahlen nach unten reflektirt werden, wie es die Zeichnung der Figur angibt (Fig. 100.) und man sieht leicht ein, daß sämmtliche farbige Strahlen, in die das weiße Lichtbündel im Prisma zerlegt wurde, nach der Reflexion in einem Punkte F zusammenlaufen. Stellt man daselbst eine weiße Tafel auf, so erscheint auf ihr ein glänzend weißes Sonnenbild, wie es von direkten Sonnenstrahlen gebildet worden wäre. Dieser Versuch überzeugt uns, daß durch die Vereinigung aller einfachen Strahlen das Weiß hervorgebracht wird. Wenn man die Tafel dem Spiegel näher bringt oder weiter von ihm wegrückt, wird die Wiederzusammensetzung nur unvollständig, und man sieht die äußersten Farben des Spectrums einmahl in ihrer gewöhnlichen, das andere Mal in der entgegengesetzten Ordnung, wie es aus der Figur ersichtlich ist. — Auch auf einem ebenen Spiegel, der in F aufgestellt wird, ist das vereinigte Licht weiß; allein auf einer weißen Tafel, womit die von dem Planspiel reflektirten Strahlen in weniger Entfernung von F aufgefangen werden, wird das prismatische Bild abermals sichtbar. Aus diesen Thatsachen läßt sich der Schluß ziehen, daß die in verschiedenen Richtungen in D ankommenden Strahlen weder durch die Vereinigung zum weißen Lichte, noch durch die Reflexion ihre Eigenschaft eine bestimmte Farbenempfindung zu erregen, verlieren oder ändern; sondern sie wieder äußern, sobald sie ihrer geradlinigen Richtung folgend sich von einander getrennt haben.

3) Man mahle an einer kreisförmigen Scheibe, die sich um eine Axe drehen läßt, zwei schwarze Zonen, die eine am Mittelpunkte, die andere am Rande; theile hierauf den Raum zwischen den beiden Zonen in 7 Sektoren, die sich ungefähr so zu einander verhalten, wie die verschiedenfarbigen Räume im prismatischen Farbenbilde, und überziehe sie mit den ent-

sprechenden einfachen Farben. Dreht man die so bemahlte Scheibe mit großer Geschwindigkeit, so findet man den Raum zwischen den schwarzen Zonen, nach Beschaffenheit der Reinheit der gebrauchten Farben, mehr oder weniger weiß. Diese Erscheinung wird auf folgende Weise erklärt: Würde nur ein Theil z. B. roth bemahlt, so sähe man bei der Umdrehung nur einen rothen Kreis, wie man einen leuchtenden Kreis erblickt, wenn eine glühende Kohle schnell in einem Kreise herumgeführt wird; hätte man einen Theil violett angestrichen, dann müßte sich bei schneller Drehung ein violetter Kreis zeigen u. s. f. Nun kommen alle prismatischen Farben auf der Scheibe vor, folglich sollte man alle farbigen Kreise auf einmal sehen, aber die Wirkung dieses gleichzeitigen Eindruckes aller einfachen Strahlen ist das weiße Licht, in welchem sich uns der Kreis darstellt.

Fängt man das Farbenbild mit einer Tafel auf, in welcher über einander mehrere Spalten angebracht sind, die durch Schieber geöffnet und geschlossen werden können· läßt dann z. B. durch zwei Spalten zwei bestimmte Farben durchgehen und auf eine in dem Abstande, der doppelten Brennweite vom Prisma befindliche Sammellinse auffallen, so erfolgt eine Vereinigung dieser Farben in der Entfernung der doppelten Brennweite hinter der Linse, woraus eine gemischte Farbe hervorgeht, die auf einer daselbst stehenden Tafel beobachtet werden kann. So entsteht aus der Vermischung des Roth und Gelb die orangegelbe Farbe, Blau und Gelb geben Grün, Blau mit Roth erzeugt Violett. Die durch Mischung entstandenen Farben unterscheiden sich von den ähnlichen im Spectrum dadurch, daß sie sich mittelst eines Prisma in ihre Bestandtheile zerlegen lassen, während die prismatischen nicht weiter zerlegt werden können. Weil man auch durch Mischung von Roth und Grün die gelbe und die orangegelbe, durch Mischung von Grün und Violett die blaue Farbe erhält; so nahm W ü n s c h Roth, Grün und Violett als einfache oder Grundfarben an.

B r e w s t e r hat in der neuesten Zeit Roth, Gelb und Blau als Grundfarben angegeben, aus denen sich alle übrigen ableiten lassen; seiner Ansicht nach bilden diese drey Farben drey gleich lange und auf dieselbe Stelle fallende Spectra, bei denen die Intensität von einem Ende bis zu einem gewissen Punkte, der bei jeder Farbe an einen anderen Ort fällt, wächst,

und von da wieder bis zum anderen Ende abnimmt. Indem nun diese drey Spectra über einander fallen, erzeugen sie nach Beschaffenheit ihrer an verschiedenen Stellen auch verschiedener Intensität durch ihr gleichzeitiges Einwirken auf das Auge die 6 Farben, wie wir sie im prismatischen Farbenbilde unterscheiden.

Complementäre Farben.

Wenn eine einfache Farbe entweder ganz unterdrückt, oder doch das Verhältniß, in welchem sie im Spectrum vorkommt, geändert wird; dann erzeugen die übrig gebliebenen den Eindruck einer gemischten Farbe, welche allsogleich in Weiß übergeht, sobald der unterdrückte Antheil wieder hinzugesetzt wird. Solche Farben, die zusammengemischt Weiß geben, sich also zu Weiß ergänzen, nennet man complementäre oder Ergänzungsfarben. So sind Roth und Grün, Orange und Blau, Gelb und Violett Ergänzungsfarben; denn nach Unterdrückung des gesammten rothen Lichtes, mithin auch des rothen Antheils im Orange und Violett, bleibt nur Gelb, Grün und Blau übrig; aber Gelb und Blau geben Grün, also ist Grün die Farbe, welche durch den vereinten Eindruck der nach Hinwegnahme des Roth übriggebliebenen farbigen Strahlen erzeugt wird, d. h. Grün ist die complementäre Farbe von Roth. Auf ähnliche Weise lassen sich die anderen Ergänzungsfarben ausmitteln.

Eine jede Farbe, sie mag wie immer beschaffen seyn, muß ihre Ergänzungsfarbe haben; denn ist sie nicht weiß, so fehlen ihr einige einfache Bestandtheile des weißen Lichtes, und diese bilden in ihrer Mischung die complementäre Farbe.

Man kann die angeführten Thatsachen bestättigen, indem man das prismatische Farbenbild mit einer Sammellinse auffängt und im Vereinigungspunkte der Strahlen eine weiße Tafel aufstellt. Das Sonnenbild erscheint auf der Tafel weiß, wird jedoch gelb gefärbt, sobald die violetten Strahlen zurückgehalten werden, und wenn man nach und nach die blauen und die grünen Strahlen aufhält, geht das Bild in orange und roth über; und so zeigt sich das Bild grün, blau, violett, wenn hinter einander die rothen, dann die orangegelben und blaßgelben Strahlen der Vereinigung entzogen werden.

Dadurch daß man die Beschaffenheit und Menge der auf-

gefangenen Strahlen ändert, kann jede Verschiedenheit der Farbe erzeugt wrrden, so daß in der Natur keine Farbenabstuffung gefunden wird, die nicht auf diese Art nachgeahmt werden könnte, und dieß mit einem Glanze und einer Schönheit, die jede künstliche Färbung weit übertrifft.

§. 54.

Einfluß der ungleichen Brechbarkeit der Strahlen auf das Sehen durch Prismen.

Es sey MN (Fig. 101.) der Durchschnitt einer schwarzen Tafel und bei S ein weißer Punkt; der Strahl SD wird im Prisma gebrochen und in die farbigen elementaren Strahlen zerlegt, welche das an der Hinterfläche ruhende Auge O in verschiedenen Richtungen empfängt. Da der geschehene Eindruck in die Richtung versetzt wird, in welcher er Statt fand, so sieht das Auge das Bild von S in der Richtung der violetten Strahlen violett, in jener der rothen roth u. s. f., folglich als eine kleine Linie rv, die oben roth, unten violett ist, und zwischen den beiden Enden die übrigen prismatischen Farben zeigt.

2) Zieht man auf schwarzem Grunde durch den Punkt S eine weiße horizontale Linie, und sieht sie mittelst eines Prisma an, dessen brechender Winkel abwärts gekehrt ist; so stellt sich ein jeder Punkt derselben als eine kleine vertikale Linie dar, wie vorhin rv, folglich wird man nicht mehr eine bloße Linie sehen, sondern so viele über einander liegende Streifen, als nur prismatische Farben unterschieden werden können. Diese Streifen sind auch nicht mehr geradlinig, sondern bogenförmig, weil die von den seitwärts liegenden Punkten der gezogenen Linie kommenden Strahlen schief durch das Prisma gehen müssen, um zum Auge zu gelangen, und somit so gebrochen werden, als wenn sie durch ein Prisma von einem größeren brechenden Winkel durchgingen; ihre Ablenkung wird also größer als bei dem Lichte des Punktes S, welcher dem Auge gerade gegenüber liegt; weshalb die Bilder von den seitwärts liegenden Punkten tiefer als rv erscheinen, und dieß desto mehr, je entfernter der betrachtete Punkt von S liegt.

3) Man nehme jetzt an, daß durch S eine vertikale weiße Linie gezogen und mittelst des Prisma angeschaut wird,

offenbar wird auch dießmal ein jeder Punkt als eine bunte Linie sich abbilden, deren äußerstes Ende r eben so weit unter oder über r erscheint, als dieser Punkt selbst unter oder über S liegt; also erblickt das Auge eine stetige Folge von Farbenlinien, die sich theilweise decken, mit Ausnahme des höchsten Theils der Linie, der gar nicht oder nur von ähnlichen Farben gedeckt wird, und daher roth und gelb geziert ist. Die Mitte muß wegen der Vereinigung aller Elementarstrahlen, die hier Statt findet, weiß erscheinen; und da auch das untere Ende des dem Endpunkte der gegebenen Linie zugehörigen Farbenbildes, von keiner oder nur von ähnlichen Farben gedeckt werden kann, so wird das Bild der betrachteten vertikalen Linie unten blau und violett gesehen.

4) Ein weißes Quadrat auf schwarzem Grunde durch ein Prisma angeschaut, erscheint oben roth und etwas gelb, unten blau und violett begränzt, in der Mitte aber weiß. Denn man kann sich das Quadrat in lauter schmale vertikale, Streifen (Linien) getheilt denken, deren jeder (nach 3.) die angeführten farbigen Begränzungen beim Anschauen mittelst des Prisma zeigt, weshalb sie auch beim ganzen Quadrate sich wiederfinden.

5) Auf gleiche Weise wird man erklären, warum ein schwarzes Quadrat auf weißem Grunde bei obiger Stellung des Prisma oben von blauen und violetten, unten aber von rothen und etwas gelben Streifen begränzt erscheint?

Warum ein schmaler schwarzer Streifen auf weißem Grunde gar nicht mehr schwarz, sondern farbig gesehen wird. Warum die durch ein Prisma betrachteten Gegenstände farbige Ränder haben. Hieher gehören auch die farbigen, vervielfältigten Bilder, die wir durch geschliffene Steine, Krystallgläser und regelmäßig vieleckige Gläser sehen.

6) Mittelst des Prisma überzeugt man sich, daß es keinen gefärbten Körper gibt, der nur einfaches farbiges Licht von sich strahle; denn betrachtet man was immer für einen gefärbten Körper durch ein Prisma, so sieht man jedesmal die prismatischen Farben, nur in veränderten Nuancen und in einem anderen Verhältnisse der Räume, die sie einnehmen. Hieraus geht hervor, daß die Gegenstände überall mit farbigen Rändern und auch undeutlich erscheinen müssen, so lange sie nicht vom einfachen Lichte beleuchtet sind, oder durch Gläser

betrachtet werden, die wegen ihrer Färbung nur gleichartiges Licht durchlassen.

7) Auch das von der Hinterfläche des Prisma reflektirte Licht läßt uns ein Farbenbild sehen. Man nehme ein Prisma ABC (Fig. 102. vortheilhaft ist es, wenn der Winkel A 90° hat und AB = AC ist) lasse einen Sonnenstrahl auffallen, so daß unter dem Prisma ein Farbenbild vr entsteht. Dreht man hierauf das Prisma langsam um seine Axe in der Richtung ABC, so kommen die an der ersten Seite AC gebrochenen und zerstreuten Strahlen immer mehr schief auf die Hinterseite BC; folglich wird daselbst ihr Einfallswinkel immer größer, bis er bei fortgesetzter Drehung des Prisma einmal den Gränzwerth erlangt, worauf die Brechung in eine totale Reflexion übergeht. Dieß tritt bei den brechbarsten Strahlen früher ein, als bei den minder brechbaren, daher sieht man in dem Farbenbilde vr das Violet und das Blau zuerst verschwinden, später wenn das Prisma weiter gebracht wird, verschwinden auch die übrigen Farben, und zuletzt das Roth. Die successiv zurückgeworfenen Strahlen treten durch die Seite BA heraus, und verstärken den durch partielle Zurückwerfung des Lichtes bei E erzeugten Eindruck.

8) Das weiße Sonnenlicht muß wegen der verschiedenen Brechbarkeit seiner Bestandtheile bei jeder Brechung auch eine Farbenzerstreuung erleiden, letztere wird aber häufig nicht bemerkt, weil bei einer nachfolgenden Brechung eine Wiederzusammensetzung der Strahlen Statt finden kann. Um dieß einzusehen, wollen wir auf einen von parallelen Ebenen begränzten Körper ein aus parallelen Strahlen bestehendes Lichtbündel fallen lassen, so wird ein jeder Strahl z. B. SA (Fig. 103.) beim Eintritte in den Körper in seine unendlich vielen farbigen Theile Av, Ar... zerlegt, welche, weil die allgemeinen Brechungsgesetze für alle Strahlengattungen gelten, und nur der Werth von n mit der Brechbarkeit des Strahls sich ändert, nach der Brechung an der zweiten Ebene in Richtungen, die mit dem eintretenden Strahl SA parallel sind, wie vy, rx... heraustreten, aber doch von einander getrennt bleiben. Indessen unterscheiden wir in dem ausfahrenden Lichtbündel keine Farben; denn das einfallende Licht besteht aus mehreren Strahlen, deren jeder dieselbe Zerlegung erfährt, wie der Strahl SA; dadurch geschieht es, daß z. B. in der Richtung des violetten Strahls vy der blaue Antheil von einem dem SA nahe

liegenden Strahle, dann ein grüner von einem etwas weiter entfernten u. s. f. ausfährt; folglich kommen in der Richtung vy Strahlen von jeder Brechbarkeit in das Auge, und erzeugen die Empfindung des weißen Lichtes. Dasselbe gilt von allen anderen zwischen den äußersten rx und v'y' gelegenen Strahlen; nur diese äußersten sollten bemerkbar werden, allein sie sind für sich zu schwach, um einen merklichen Eindruck hervorbringen zu können.

§. 55.

Vom homogenen Farbenbilde.

1) Die Lichtstrahlen, welche von einem Punkte des auf die vorhin angezeigte Weise erhaltenen Spectrums ausgestrahlt werden, sind nicht sämmtlich von derselben Brechbarkeit, also nicht optisch gleichartig, wenn sie auch die Empfindung nur einer prismatischen Farbe in uns erregen. Die Ursachen davon sind:

a) Die Größe der Öffnung im Fensterladen; denn sie darf wegen größerer Lichtstärke nicht zu klein angenommen werden, daher tritt durch sie ein Lichtbündel ein, das aus mehreren Strahlen besteht, deren jeder durch die Brechung im Prisma eine Zerlegung erfährt, und ein Farbenbild gibt. Nehmen wir Sa und Sb (Fig. 104.) als die äußersten Strahlen dieses Lichtbündels an, und es breite sich das aus der Zerstreuung des Sa hervorgehende Farbenbild auf der Tafel in dem Raume vr aus; das aus SB entstandene nehme den Raum v'r' ein, so fallen die Farbenbilder der zwischen Sa und Sb liegenden Strahlen zwischen v und r', und müssen sich theilweise decken. Auf diese Art fällt z. B. in das unterste Roth r des ersten Strahls Sa das schon mehr brechbare Roth des zunächst unter Sa liegenden Strahls, und nach Beschaffenheit der Entfernung der Tafel vom Prisma auch das Orange des noch tiefer auffallenden Strahls; folglich erhält das Auge von dem Punkte r des Spectrums Strahlen von verschiedener Brechbarkeit.

Fiele auf das Prisma ein Lichtbündel von gleichfarbigen z. B. violetten Strahlen, so müßte auf der Tafel ein violettes

Sonnenbild im Durchmesser vv' erscheinen; wäre das auffallende Licht vom untersten Roth, dann würde ein rothes Bild rr' entstehen. Man stelle die Tafel in F auf, wo der oberste rothe den untersten violetten Strahl schneidet, und man überzeugt sich leicht, daß die Länge des Farbenbildes vr gleich seiner doppelten Breite und der Punkt F erleuchtet von Strahlen jeder Brechbarkeit mithin weiß wird. Bringt man die Tafel näher an das Prisma, so wird die Länge des Farbenbildes kleiner, und der weiße Antheil in der Mitte immer größer; erst wenn die Tafel hinter den Punkt F gerückt wird, beginnen die verschiedenfarbigen Strahlen, die, wie man aus der Figur sieht, divergirend sind, sich von einander zu trennen, und das Spectrum fängt an, sich zu entwickeln, dieß desto vollkommener, je mehr die Entfernung der Tafel vergrößert wird. Wollte man also einen Strahl von bestimmter Brechbarkeit in vollkommener Reinheit erhalten, so müßte durch Verkleinerung der Öffnung das einfallende Lichtbündel so dünn als möglich gemacht, und die Tafel in eine bedeutende Entfernung vom Prisma gestellt werden. Hieraus ist auch begreiflich, warum man bei den früheren Versuchen das Farbenbild in einer beträchtlichen Entfernung auffangen mußte.

b) Der scheinbare Durchmesser der Sonne (oder jedes anderen leuchtenden Körpers), wodurch es selbst bei einer sehr kleinen Öffnung im Fensterladen geschieht, daß jede Strahlengattung ein kreisförmiges Bild der Sonne gibt, und das Spectrum ein Aggregat dieser Bilder ist, da sie wegen der verschiedenen Brechbarkeit der Strahlen, aus denen sie hervorgehen, sich zum Theile decken, so fallen über denselben Theil des Farbenbildes Strahlen von verschiedener Brechbarkeit. Könnte man den scheinbaren Halbmesser der Sonne vermindern, so würden auch die Kreise kleiner werden, und weniger in einander verfließen, aber ihre Anzahl und der Raum, über welchen sie sich verbreiten, bleiben dieselben. Wäre der leuchtende Körper ein Punkt z. B. ein Stern, so erschiene das Spectrum als eine Linie, die aus einer unendlichen Menge mathematischer Punkte zusammengesetzt wäre, und von denen ein jeder homogenes Licht ausstrahlte; jedoch wäre die Intensität in dem Verhältnisse kleiner, als die Reinheit des Farbenbildes zunehmen würde.

c) Da die gewöhnlichen Prismen voll Streifen und Blasen

sind, die das Licht unregelmässig zerstreuen, so vermischen sich auch schon deswegen im Spectrum Strahlen mit einander, die zu verschieden Theilen desselben gehören. Diese Unvollkommenheit kann man zum Theil dadurch vermeiden, daß man die Strahlen nahe an der Kante durchgehen läßt; denn in diesem Falle ist wegen der kleineren Menge der Materie die Zahl der zufälligen Streifen und Adern, die sie auf ihrem Wege antreffen, viel geringer.

2) Der berühmte Frauenhofer gab ein sinnreiches Verfahren zur Erzielung eines aus homogenem Lichte bestehenden Farbenbildes an. Man läßt das Sonnenlicht durch eine vertikale, schmale, rechteckige Öffnung in ein verfinstertes Zimmer eintreten, und fängt es mit einem reinen, von genau ebenen Seitenflächen begränzten Prisma aus Flintglas auf, dessen Kante vertikal steht und das man gegen das einfallende Licht so aufstellt, daß die Abweichung der Strahlen ein Minimum wird. Bei dieser Stellung des Prisma erleiden die Strahlen eine Zerstreuung in horizontaler Richtung, wodurch auch das Spectrum eine horizontale Lage erhält. Die gleich brechbaren aber verschiedenen Strahlen des auffallenden Lichtbündels zugehörigen Theile sind beim Austritte aus dem Prisma parallel zu einander; so sind in der Figur 105, wo SS′ und ABC die horizontalen Durchschnitte der Öffnung und des Prisma vorstellen, die äußersten violetten v, v′, die aus der Zerstreuung der Strahlen S, S′ entstehen unter sich, und die denselben Strahlen angehörigen rothen r und r′, wieder unter sich parallel, obgleich eine andere Richtung befolgend, als die ersteren. Fallen nun die zerstreuten Strahlen auf die Objectivlinse eines achromatischen Fernrohrs, deren horizontaler Durchschnitt MN ist; so werden die violetten Strahlen in einem Punkte V, die rothen im Punkte R, und die, deren Brechbarkeit zwischen den äußersten Strahlen liegt, in den Punkten zwischen V und R vereinigt; weil aber die Linse achromatisch, d. i. eine solche ist, welche parallel auffallende Strahlen von verschiedenen Farben in gleichen Abständen hinter dem Glase vereiniget, so müssen alle Vereinigungspunkte V, R... in gleicher Entfernung von der Linse sich befinden, und folglich das Farbenbild VR eine horizontale, senkrecht auf der Axe des Fernrohrs (oder der Linse) stehende Linie seyn, die von jedem ihrer Punkte nur Licht von

derselben Brechbarkeit ausstrahlt. Ferner ist zu beachten, daß dieß von jedem Querschnitte der vertikalen Öffnung gilt, und daß folglich eine unendliche Menge von unendlich schmalen über einander befindlichen, und stetig an einander sich anreihenden Farbenbildern entsteht, die zusammen ein gefärbtes Rechteck geben, dessen Ebene auf der Axe des Fernrohres senkrecht steht, und das in jeder vertikalen Linie vollkommen gleichartiges Licht hat. Dieses so erzeugte homogene Farbenbild wird mittelst der Ocularlinse des Fernrohrs wie ein Gegenstand betrachtet; man sieht es vergrößert und mit merkwürdigen Eigenschaften versehen. Es ist (Fig. 106.)

a) von einer unzähligen Menge dunkler und einigen völlig schwarzen vertikalen Streifen durchschnitten, welche auf eine unregelmäßige Art im Spectrum vertheilt sind, und wovon einige dicker als die anderen sind, und sich bei starker Vergrößerung in zwei und mehrere auflösen. Es findet also in der Reihenfolge der ungleich brechbaren Strahlen vom äußersten Roth bis zum äußersten Violett keine vollkommene Stetigkeit Statt, sondern sie ist durch die fehlenden Strahlen vielfach unterbrochen.

b) Die Streifen erscheinen nicht an den Gränzen der einzelnen Farben, aber sie liegen immer in einerlei Theilen des Spectrums und ihre relativen Distanzen von einander sowohl, als auch von den Gränzen der einzelnen Farben, die Ordnung ihrer Aufeinanderfolge, ihre Anzahl und Intensität sind unabhängig von dem brechenden Winkel des Prisma und selbst von seiner materiellen Beschaffenheit, wenn man sich nur immer des Sonnenlichtes, gleichviel ob des direkten oder des reflektirten bedienet. Frauenhofer zählte zwischen B und H 574 schwarze Streifen.

c) Zeigt sich ein auffallender Unterschied in der Intensität der verschiedenen Theile des Spectrums; wenn das Auge den violetten und blauen Theil ohne Ermüdung ansehen kann, hat der gelbe Antheil eine so blendende Lichtstärke, daß man die Öffnung im Fensterladen schmäler machen muß, um auch hier die zur Beobachtung passende Helligkeit zu erhalten. Frauenhofer bestimmte die Lichtstärke der verschiedenen Farben durch sehr genaue Betrachtungen mit einem Photometer und drückt sie durch folgende Zahlen aus:

Äußerstes Roth 32, Mitte desselben 94, Orange 640, zwischen Gelb und Orange 1000, Grün 480, Lichtblau 170. Zwischen Blau und Violett 31, Mitte von Violett 5, 6.

Im Jahre 1802 entdeckte zuerst Wollaston zwei schwarze Streifen im prismatischen Farbenbilde, den einen in der grünen, den andern in der blauen Farbe; allein er verfolgte diese Entdeckuug nicht weiter, bis sie von Frauenhofer, der Wollastons Beobachtung nicht kannte, von Neuem gemacht, und in allen ihren Einzelnheiten auf das Genaueste untersucht worden ist.

3) Bis zu dieser Entdeckung der dunklen Linien im homogenen Spectrum kannte man keinen Unterschied zwischen dem Sonnenlichte und anderen künstlichen und natürlichen Lichtarten; diesen erkannte erst Frauenhofer, als er die Farbenbilder von verschiedenen Lichtarten mit einander verglich, und fand daß jede Lichtart ein Spectrum mit einem eigenthümlichen System von Streifen gibt, welches sie unverändert unter allen Umständen beibehält, und woran sie von jeder andern Lichtart unterschieden werden kann.

So gibt das electrische Licht anstatt der schwarzen Streifen hellglänzende Linien, worunter besonders eine im grünen Antheil befindliche ausgezeichnet ist. Im Farbenbilde vom Flammenlichte sieht man zwischen Roth und Gelb einen lichten Streifen, und einen zweiten doch minder scharf begränzten im Grün. — Das Licht des Mars und der Venus gibt dieselben dunklen Streifen wie das Sonnenlicht, nur sind sie an den Enden des Farbenbildes weniger leicht zu erkennen. — Auch im Licht des Sirius und des Castor zeigen sich dunkle Streifen, die aber ganz anders geordnet sind, als im Sonnenlichte; so sieht man in der orangegelben und hellgelben Farbe gar keine dunklen Streifen; dafür bemerkt man insbesondere drey starke im Sonnenspectrum nicht vorkommende Streifen, wovon einer im Grün, zwei im Blau zu finden sind. Andere Gestirne der ersten Größe geben Farbenbilder, wo die Streifen anders, als im Lichte der Sonne, oder des Sirius geordnet etscheinen.

Auch bei gleichfarbigen Flammen läßt sich erkennen, ob die gleiche Farbe von verschiedenen Körpern herrühre, oder nicht. So theilen Lithion un Strontian der Flamme eine schöne rothe Farbe mit, die dem bloßen Auge gleich erscheint; aber bringt man von diesen Flammen homogene Farbenbilder hervor, so zeigt das Spectrum der Strontianflamme außer einem orangefarbigen und einem hellblauen Streifen eine große Anzahl ro-

ther, die sämmtlich durch dunkle Zwischenräume von einander getrennt sind. Die Lithionflamme enthält nur einen einzigen rothen Strahl. Dadurch lassen sich beide Substanzen in der kleinsten Menge von einander unterscheiden (Pogg. XXXI. 592.)

Nach Brewster ist das Licht einer Flamme von sehr stark verdünntem Weingeist ganz homogen gelb, und in allen Farbenbildern, welche unvollkommen verbrennende Körper liefern, zeigt sich das gelbe Licht vorherrschend.

§. 56.

Genaue Bestimmung des Brechungsverhältnisses für verschiedene Farbenstrahlen.

Bei der Bestimmung des Brechungsverhältnisses wurde auf die Farbenzerstreuung keine Rücksicht genommen, sondern der Werth von n berechnet, als ob der Strahl ME (Fig. 74.) nach seiner Brechung im Prisma wieder als ein einzelner Strahl BC hervorgehen würde; allein dieses ist, wie wir jetzt wissen, nicht der Fall, indem sich der einfallende Strahl in viele farbige Theile theilt, die in divergirenden Richtungen austreten, und folglich mit dem direkten Strahle MC verschiedene Winkel bilden. Diese Verschiedenheit der Abweichung hat zur Folge, daß das Brechungsverhältniß für jeden anders gefärbten Strahl auch einen andern Werth erhält.

Um die Größe n für jeden Farbenstrahl kennen zu lernen, ist es nöthig, das eine Mal den rothen, das andere Mal den orangegelben u. s. f. genau in der Richtung des Fernrohres AB zu beobachten, und die entstandene Ablenkung von der ursprünglichen Richtung oder den Winkel DCM zu messen. Allein im prismatischen Farbenbild nimmt jede Farbe einen gewissen Raum ein, weswegen man im Fernrohr das Bild von M z. B. grün sehen wird, es mag das Grün, welches etwas näher am Gelb, oder jenes, das näher am Blau liegt, durch das Fernrohr ins Auge gelangen, und doch ist ersteres weniger brechbar, als das letztere. Da auch die Gränzen der einzelnen Farbenstreifen nicht scharf genug hervortreten, so ist man, wenn die Brechung für verschiedene Mittel bestimmt werden soll, völlig unsicher, ob man in jedem besonderen Falle genau denselben, d. h. dieselbe Stelle im Spectrum einnehmenden grünen, oder

denselben gelben Strahl genommen habe, was doch unerläßlich ist, wenn eine richtige Vergleichung der Körper rücksichtlich ihrer Eigenschaften der Brechung und Farbenzerstreuung angestellt, oder ein vollkommenes Fernrohr construirt werden soll.

Frauenhofers unschätzbare Entdeckung der dunklen Linien im Farbenbilde befreyt uns von dieser Verlegenheit; denn die Bestimmtheit und die unveränderliche Lage dieser Linien setzen uns in den Stand, den Messungen und folglich auch der Berechnung der Brechungsexponenten verschiedener Mittel eine erstaunenswerthe Genauigkeit zu geben. Frauenhofer wählte unter den dunklen Linien sieben, um sie als Vergleichungspunkte im Spectrum zu gebrauchen. Diese sind die mit B, C, D, E, F, G, H (Fig.106.) bezeichneten Streifen, welche den Vortheil gewähren, daß sie als besonders deutlich und scharf begränzt leicht wieder erkannt werden, und das Farbenbild in nicht sehr ungleiche Theile abtheilen. Davon liegt B in dem unteren rothen Theile des Spectrums, C weiter oben noch immer in der rothen Farbe, D ist im Orange und bildet eine doppelte Linie; E liegt an der Gränze zwischen Gelb und Grün, F nahe an der Gränze des Grün und Blau, G im Dunkelblau und H im Violett.

Anstatt also bei einem bestimmten brechenden Mittel das Brechungsverhältniß für die rothe, gelbe, grüne...... Farbe anzugeben, sucht man dasselbe für die f e h l e n d e n Strahlen B, C, D, E, F, G, H, indem man das Fernrohr so richtet, daß genau der Streifen B, hierauf C u. s. f. in der Mitte des Fernrohres erscheint. Bei jeder Stellung des Instruments mißt man den Winkel, den der fehlende Strahl mit dem direkten einschließt, und berechnet darin nach den bekannten Formeln, das Brechungsverhältniß. Das Prisma ist bei diesen Messungen so gegen den einfallenden Strahl gestellt, daß die Abweichung in jedem besonderen Falle ein Minimum wird, und da das Minimum eine Gleichheit des Einfallswinkels mit dem Austrittswinkel erfordert, letzterer aber bei verschiedenfarbigen Strahlen verschieden ist, so muß für jede Stelle des Farbenbildes der Einfallswinkel etwas geändert werden. Man bringt daher das Prisma für jedes Streifenpaar in eine solche Lage, daß die Abweichung der Mitte zwischen den beiden Streifen ein Kleinstes wird.

Frauenhofer fand den Werth des Brechungsexponenten

für	B	C	D	E	F	G	H
bei Flintglas Nro. 13. . . .	1,6277	1,6297	1,6350	1,6420	1,6483	1,6603	1,6711
bei Crownglas Nro. 9. . .	1,5258	1,5268	1,5296	1,5330	1,5360	1,5416	1,5466

§. 57.

Zerstreuung, Zerstreuungsvermögen und Zerstreuungsverhältniß.

Ist a der Einfallswinkel eines Strahls beim Übergange desselben aus einem brechenden Mittel in den luftleeren Raum, b der entsprechende Brechungswinkel, und N_r der Brechungsexponent für den rothen, B und N_v dieselben Größen für den violetten Strahl, b′ und N_g, für den gelben, oder den Strahl von mittlerer Brechbarkeit, so ist die Ablenkung des rothen Strahls $= b - a$

Ablenkung des violetten „ $= B - a$

„ „ gelben „ $= b' - a$,

somit ist $B - b$ der Ablenkungsunterschied zwischen dem violetten und dem rothen Lichte, oder die Größe der Zerstreuung der äußersten Strahlen des Spectrums.

Für kleine Werthe von B und b kann man die Größe $B - b$ mit $\sin. B - \sin. b$ vertauschen; da nun

$\sin. B = N_v \sin. a$ und

$\sin. b = N_r \sin. a$, desgleichen

$\sin. b' = N_g \sin. a$, so hat man

$\sin B - \sin. b = (N_v - N_r) \sin. a$,

woraus folgt, daß die Größe der Zerstreuung dem Unterschiede der Brechungsexponenten der betreffenden Strahlen proportionirt ist, weswegen auch dieser Unterschied $N_v - N_r$ als Maß der Farbenzerstreuung angenommen wird.

Dividirt man die Größe der Zerstreuung durch die Größe der Ablenkung des Strahls von mittlerer Brechbarkeit so gibt der Quotient

$$\frac{\sin. B - \sin. b}{\sin. b' - \sin. a} = \frac{N_v - N_r}{N_g - 1}$$

das Zerstreuungsvermögen eines Körpers.

Unter dem Zerstreuungsverhältnisse zweier Mittel versteht man den Ausdruck

$$\frac{N_v - N_r}{N'_v - N'_r}$$

welchen man erhält, wenn man die Zerstreuung des einen Mittels durch die des anderen dividirt.

Zur Erlangung der genauesten Bestimmungen der hier vorkommenden Größen ist es nöthig, die Brechungsexponenten nicht für die einzelnen farbigen Strahlen, sondern für die als Vergleichungspunkte angenommenen dunklen Streifen des Spectrums auszumitteln, und in Rechnung zu bringen. So ist das Maß der Zerstreuung der Unterschied der Brechungsexponenten von B und H, mithin beim obigen Flintglase = 0.0430 und
" " Crownglase = 0.0208;
das Zerstreuungsverhältniß dieser beiden Körper nahe = 2.

In Betreff der Farbenzerstreuung lehren die Versuche:

1. Vermehrt man bei einem und demselben Prisma den Ablenkungswinkel entweder durch Vergrößerung des Einfallswinkels oder des brechenden Winkels, oder auch durch Änderung der Dichte dieses Prisma (z. B. von luftförmigen Stoffen), so zeigt sich auch der Winkel, den die äußersten Strahlen mit einander einschließen, und den man den Zerstreuungswinkel nennt, vergrößert, dieß in demselben Verhältnisse, in welchem der Ablenkungswinkel der mittleren Strahlen wächst.
2. Bei verschiedenen Mitteln ist die Farbenzerstreuung von der Brechung ganz unabhängig, und befolgt auch andere Gesetze, so daß man niemals von der Größe der Brechung auf die Größe der Farbenzerstreuung schließen darf. Läßt man z. B. auf zwei Prismen von gleich großen brechenden Winkeln, wovon das eine aus Flintglas, das andere aus Crownglas geschliffen worden ist, direkte Sonnenstrahlen unter gleichen Einfallswinkeln fallen, so zeigt sich die Ablenkung des rothen und des violetten Strahls viel größer beim Flint- als beim Crownglase; auch erscheint die Länge des Farbenbildes oder der Zerstreuungswinkel bei jenem größer als bei diesem, jedoch nimmt der Zerstreuungswinkel beim Flintglase nicht etwa in demselben Verhältnisse zu, wie der Ablenkungswinkel der mittleren Strahlengattung wegen des

größeren Brechungsvermögens des Flintglases zunimmt, sondern in einem höheren Verhältnisse; somit ist das Zerstreuungsvermögen bei dieser Glasart bedeutend stärker, als beim Crownglase. Man ersieht es auch aus den vorhergehenden Angaben; während die Brechung beim Flintglase nur etwas stärker ist, als beim Crownglase, erscheint die Zerstreuung bei dem ersteren doppelt so groß, als bei dem letzteren. Indessen ist das Zerstreuungsvermögen nicht bei allen Flintglassorten gleich groß, sondern sehr verschieden, und zwar in der Regel desto größer, je dichter sie sind. So sind die Zerstreuungsverhältnisse bei den Flintglassorten, die Frauenhofer mit Nro. 13, 3, 30 und 23 bezeichnet, gegen das Crownglas Nro. 9. nach der Ordnung

2.09, 1.84, 2.04, 2.08, und

ihre spezifischen Gewichte

3.723, 3.512, 3.695, 3.724,

beim englischen Flintglase ist das Verhältniß = 1,5. Edelsteine brechen das Licht stärker als Flintglas, haben aber ein kleineres Zerstreuungsvermögen als Wasser.

So ist

	die Dichte	N	N^2-1	$\frac{N^2-1}{d}$	$\frac{N_v-N_r}{N_g-1}$	N_v-N_r
beim Diamant.	3.521	2.487	5.185	1.473	0.038	0.056
Saphir	4.000	1.794	2.218	0.554	0.026	0.021
Topas, gelber.	3.550	1.638	1.684	0.474	0.025	0.016
Wasser	1.000	1.336	0.785	0.785	0.035	0.012
Schwefelkohlenstoff	1.272	1.643	1.699	1.336	0.048	0.031
Alkohol	0.825	1.374	0.885	1.076	0.029	0.011
Schwefelsäure .	1.841	1.440	1.074	0.583	0.031	0.014

Ein ungemein kleines Zerstreuungsvermögen besitzen der Flußspath und Chrysolith, es ist bei beiden = 0.022, während der Werth von n = 1.67 beim ersten, und 1.43 beim zweiten beträgt.

3) Untersucht man bei verschiedenen Mitteln die Zerstreuung für jede Strahlengattung, oder den Unterschied der Brechungsverhältnisse zwischen je zwei benachbarten dunklen Strei-

fen, so ergibt sich das merkwürdige Resultat, daß nicht alle partiellen Zerstreuungen der einzelnen Farben in demselben Verhältnisse zu- oder abnehmen, in welchem die totale Zerstreuung der Strahlen zu- oder abnimmt, sondern es kann bei einem Mittel die eine Farbe mehr, und eine andere weniger zerstreut werden, als es nach dem Zerstreuungsverhältnisse dieses Mittels gegen ein anderes Mittel geschehen sollte. Ist daher das Zerstreuungsverhältniß für irgend eine Farbe (oder zwei benachbarte Streifen) bekannt, so läßt sich hieraus weder auf das für eine andere Farbe (oder zwei andere Streifen), noch auf das Zerstreuungsverhältniß der beiden Stoffe überhaupt schließen, sondern jedes muß durch eigene Versuche ausgemittelt werden.

Davon überzeugen uns die früheren Angaben rücksichtlich des Crown- und Flintglases. Das totale Zerstreuungsverhältniß dieser beiden Stoffe war =2.09; hingegen ist das partielle Zerstreuungsverhältniß der Räume zwischen B und C =1.900, zwischen C und D =1.956, zwischen D und E =2.044, zwischen E und F = 2.047, zwischen F und G =2.145, zwischen G und H=2.195, woraus ersichtlich ist, daß der rothe Antheil beim Flintglase nicht um das doppelte, hingegen der violette um mehr als das doppelte größer wird, folglich zerstreut das Flintglas die violetten Strahlen in einem größeren Verhältnisse als die rothen. — So findet man es auch bei andern Stoffen; die einzelnen Farbenstreifen werden bei einem Stoffe mehr zusammengezogen, bei dem andern wieder mehr ausgebreitet.

§. 58.

Chromatische Abweichung bei den Linsen.

Die verschiedene Brechbarkeit der Strahlen und die damit zusammenhängende verschiedene Farbenerregung sind von bedeutendem Einfluße auf die Deutlichkeit der Bilder, die durch Linsen gesehen werden. Denn indem die von einem Punkte S (Fig. 107.) ausgehenden weißen Strahlen durch die Brechung in der Linse in ihre verschiedenfarbigen Theile zerstreut werden, erleiden die violetten, als die brechbarsten die stärkste Ablenkung, und vereinigen sich bei einer Sammellinse im Punkte v, während die am wenigsten brechbaren Strahlen sich in ei-

nem weiter von der Linse liegenden Punkte r sammeln, und dabei die violetten Strahlen in den Punkten c und d schneiden; die Vereinipungspunkte der übrigen Farbenstrahlen fallen zwischen v und r, so daß das ganze Licht, welches die Oberfläche der Linse einnimmt, durch den kleinen Kreis, dessen Durchmesser cd ist, durchgehen wird. Diese Verschiedenheit der Vereinigungspunkte heißt die Abweichung wegen der Farbenzerstreuung, oder die chromatische Abweichung. Die Größe rv, welche den Unterschied der Vereinigungsweiten der äußersten rothen und violetten Strahlen angibt, nennet man chromatische Längenabweichung. Diese Abweichung bringt, so wie die sphärische, eine Undeutlichkeit der Bilder hervor; denn die von einem Punkte S ausfahrenden Strahlen können wegen der verschiedenen Brechbarkeit ihrer Theile, durch die Linse nicht in einem Punkte vereinigt werden, sondern bei ihrer grösten Concentration liegen sie innerhalb des Kreises, dessen Durchmesser cd ist. Dieser Kreis, welcher der chromatische Abweichungskreis, oder Zerstreuungskreis genannt wird, stellt das Bild des lichtentsendenden Punktes S vor; und da dieses bei jedem physischen Punkte eines ausgedehnten weißen Gegenstandes der Fall ist, mithin ein jeder durch einen Kreis vorgestellt wird, und diese Kreise in einander greifen, und sich mit einander mischen; so muß das Bild des Gegenstandes undeutlich erscheinen; ja es würde dem Bilde alle Deutlichkeit benommen, wenn nicht der günstige Umstand einträte, daß der Abweichungskreis nicht in seiner ganzen Ausdehnung gleichmäßig erleuchtet ist; indem sein Licht im Mittelpunkte am intensivsten ist, von da gegen den Umfang zu beständig abnimmt, und in der Nähe des Randes schon ausnehmend schwach erscheint. Denn

a) einmal sind die äußersten Strahlen über die ganze Kreisfläche verbreitet, und die anderen nehmen auf ihr einen desto kleineren Raum ein, je mehr sich ihre Brechbarkeit der mittleren nähert; die Strahlen von mittlerer Brechbarkeit selbst sammeln sich in der Mitte dieses Kreises, darum ist die Dichte und folglich auch die Intensität der Strahlen im Mittelpunkte unzählige Mal größer, als am Rande;

b) außer dem sind diese gelben Strahlen, deren Vereinigung in die Mitte des Abweichungskreises fällt, diejenigen, die den lebhaftesten und stärksten Eindruck hervorbringen;

während das den Rand bildende Roth und Violett nur eine geringe Intensität besitzt.

Wegen des so ausgezeichnet hellen Mittelpunktes ist die Ähnlichkeit des leuchtenden Punktes mit seinem Bilde unverkennbar. Auch ist ersichtlich, daß der von allen Farben belebte Mittelpunkt in der Mitte weiß erscheint, obwohl kaum vollkommen weiß, da hier die mittleren Farben, so sehr die anderen an Intensität übertreffen; die Ränder werden schwach ins Purpurroth spielen. Die chromatische Abweichung ist bei den gewöhnlichen Linsen viel größer, als die sphärische; allein in dem chromatischen Abweichungskreise nimmt das Licht gegen den Rand an Intensität ab, in dem sphärischen aber nimmt es gegen den Rand mehr und mehr zu; deshalb wird die Undeutlichkeit durch die sphärische Abweichung in einem höheren Grade vermehrt, als durch die chromatische, so zwar, daß, während der Halbmesser des sphärischen Abweichungskreises dem Beobachter höchstens eine Sekunde groß erscheinen darf, jener des chromatischen selbst fünf und sechs Minuten zählen kann, ohne eine bedeutende Störung in der Deutlichkeit der Bilder befürchten zu dürfen.

2) Die Farbenzerstreuung, welche bei der Brechung des Lichtes in Linsen erfolgt, läßt sich an unseren gewöhnlichen Linsen leicht wahrnehmen. Fängt man den Lichtkegel nach seinem Austritte aus der Linse in der Gegend TT mit einer weißen Tafel auf, so erscheint sein kreisförmiger Durchschnitt mit einem rothen Rande umgeben, der gegen die Mitte in Gelb, dann in glänzendes Weiß übergeht; denn das verschiedenfarbige Licht bildet Strahlenkegel, deren Spitzen nach Beschaffenheit der Brechbarkeit in verschiedenen Abständen von der Linse sich befinden, folglich werden auch die Durchschnitte Kreise von verschiedener Größe geben; das violette Licht gibt, wie man leicht einsieht, den kleinsten, das rothe hingegen den größten Kreis; daher muß die von allen Arten farbiger Strahlen erleuchtete Mitte des Durchschnittes weiß, sein Rand aber nur mit rothem und gelbem Lichte bedeckt erscheinen. Wird die Tafel in T′T′ aufgestellt, so liefern die violetten und die blauen Strahlen die grösten Kreise, und bewirken, daß der Durchschnitt des Lichtkegels, der in der Mitte abermals weiß wird, blaue und violette Ränder zeigt.

Wenn man in die Nähe des Brennpunktes einer Sammellinse eine Platte mit einer runden oder einer ringförmigen Öffnung bringt,

und dadurch einige der farbigen Strahlen aufhält, so bemerkt man an einer hinter dem Brennpunkte stehenden weißen Tafel ein herrliches Farbenspiel.

Kommen die Strahlen von einem weißen, auf schwarzem Grunde und außer der Brennweite befindlichen ausgedehnten Gegenstande auf eine Sammellinse, und steht die Tafel in der Vereinigungsweite der Strahlen von mittlerer Brechbarkeit: so erscheint das Bild eines jeden Punktes von der Beschaffenheit des vorhin betrachteten Zerstreuungskreises, mithin weiß, nur an den Rändern kaum bemerkbar purpurroth gefärbt; wird jedoch die Tafel näher an die Linse gestellt, so muß sich das Bild, dem oben Gesagten gemäß, mit einem rothen, nach Innen zu ins Gelbe übergehenden Saume umgeben zeigen. Dieser Saum wird violett und blau, sobald die Tafel über die Vereinigungsweite der mittleren Strahlen hinausgerückt worden ist.

Man spricht gewöhnlich von einem rothgelben Saume an dem hinter einer Sammellinse entstehenden Bilde eines weißen Gegenstandes, und erklärt seine Entstehung daraus, daß die Linse von einem weißen Gegenstände unzählig viele Bilder in verschiedenen Entfernungen, und daher auch von verschiedener Größe erzeugt; da nun immer eines über das andere hervorragt, und auch die Ränder nicht in einer geraden Linie liegen, so zeigen sich die Umrisse des Bildes mit farbigen Säumen eingefaßt. Allein diese Ansicht scheint nicht ganz richtig, indem es doch gewiß ist, daß die Vereinigungspunkte des von einem leuchtenden Punkte auf die Linse auffallenden Lichtes, seine Brechbarkeit mag wie immer beschaffen seyn, im Hauptstrahle liegen müssen; also werden auch die Vereinigungspunkte der verschiedenfarbigen Theile der Lichtstrahlen, die von einem Randpunkte des Gegenstandes auf die Linse auffallen, in dem diesem Punkte zukommenden Hauptstrahle, mithin in einer geraden Linie sich befinden. Da ferner, wie sich aus obiger Darstellung ergibt, das Bild eines jeden Punktes in der Vereinigungsweite der mittleren Strahlen als ein weißer Kreis sich zeigt, so scheint es nicht, daß ein rothgelber Saum entstehen könnte, wenn die das Bild auffangende Tafel in der gehörigen Entfernung steht. Robison in seiner Anleitung zur Verfertigung achromatischer Fernröhre, Jena 1828, sagt auch: Die Zerstreuung durch die Objektivlinse kann kaum Säume hervorbringen; ihre Wirkung ist eine allgemeine und beinahe gänzliche Vermischung von Kreisen über das ganze Feld, welche einen gänzlichen Nebel hervorbringt, so als wenn das Objekt aus einer unschicklichen Entfernung betrachtet worden wäre. Dr. Körner, der Übersetzer dieses Werkchens, spricht sich auf ähnliche Weise in einer Note aus, und bemerkt, daß die farbigen Ränder bei Fernröhren ihren Grund in den Augengläsern, oder fehlerhaften Centrirung haben.

3) Untersuchen wir den Einfluß der Farbenzerstreuung auf den Gang der Lichtstrahlen in Linsen, und auf die durch

sie erzeugten Bilder in einigen anderen Fällen, so überzeugen wir uns bald, daß

a) in dem Falle, wo convergirende Strahlen auf eine Zerstreuungslinse dergestalt auffallen, daß sie nach der Brechung noch convergirend bleiben, die brechbarsten Strahlen, welche durch die Linse die größte Ablenkung von ihrer Richtung erleiden, am spätesten, nämlich im Punkte v (Fig. 108.) die Axe schneiden, während die am wenigsten brechbaren sich schon früher in r mit ihr vereinen; demnach ist die Lage der Vereinigungspunkte der verschiedenfarbigen Strahlen gerade umgekehrt rücksichtlich jener, die bei einer Sammellinse aus welcher die Strahlen convergirend heraustreten, Statt findet. Die Wirkung dieser chromatischen Abweichung für die Deutlichkeit der in diesem Falle entstehenden Bilder von ausgedehnten Gegenständen ist dieselbe, wie in dem vorhin für eine Sammellinse betrachteten Falle. —

b) Steht der leuchtende, weißes Licht ausstrahlende Punkt S (Fig. 109.) innerhalb der Brennweite einer Sammellinse, wo die Strahlen durch die Brechung Richtungen erhalten, als kämen sie von einem entfernter liegenden Punkte, dann fällt der scheinbare Vereinigungspunkt des violetten Antheils, der von der ursprünglichen Richtung stärker als der rothe durch die Linse abgelenkt wird, in eine größere Entfernung vor die Linse, als der vom rothen Antheile: so werden die violetten aus v, die rothen aus dem näher liegenden Punkte r zu kommen scheinen. Wird mittelst der Sammellinse ein weißer Gegenstand auf schwarzem Grunde betrachtet, so wird er wegen der chromatischen Abweichung nicht nur undeutlich, sondern unter gewissen Umständen auch mit Farbensäumen gesehen; denn die verschiedenfarbigen Strahlen werden aus der Linse so heraustreten, als kämen sie von verschiedengefärbten Bildern, die hinter einander stehen und wovon eines über das andere hervorragt, so zwar, daß das rothe rr (Fig. 111.) als das kleinste, das blaue bb und violette vv als das größte sich darstellt. Wäre das Auge im optischen Mittelpunkte O oder nahe an demselben, so würden alle Bilder unter gleichem Sehwinkel wahrgenommen und selbst von den Randpunkten Strahlen jeder Brechbarkeit ins Auge gelangen, mithin müßte das Bild des

Gegenstandes wohl undeutlich, aber selbst am Rande weiß erscheinen. Ruht jedoch das Auge weiter von der Linse z. B. in O', wie es bei mehreren optischen Instrumenten der Fall ist, so ist aus der Figur ersichtlich, daß es das violette und das blaue Bild über die anderen hervorragen sieht, weswegen es die unter dem Winkel aO'b erscheinende Mitte, woher ihm Strahlen von jeder Brechbarkeit zukommen, wohl weiß, aber die Ränder blau und violett gefärbt erblickt. Wäre der Gegenstand nicht wie die Himmelskörper weiß und auf dunklem Grunde, sondern gefärbt auf anders gefärbtem Grunde, so können die farbigen Säume schwächer werden, aber nie werden sie gänzlich fehlen.

c) Bei einer Zerstreuungslinse, die von divergirend auffallenden Strahlen getroffen wird, werden die brechbarsten Strahlen am stärksten vom Hauptstrahle abgelenkt, und daher aus einem Punkte v (F. 110.) zu kommen scheinen, welcher der Linse näher liegt, als r, der scheinbare Vereinigungspunkt der rothen Strahlen. Der Einfluß dieser verschiedenen Brechbarkeit auf die Beschaffenheit der in diesem Falle entstehenden Bilder von ausgedehnten Gegenständen ist nach dem Vorhergehenden leicht zu begreifen.

4) Um die Größe der Längenabweichung vr (Fig. 107.), zu finden, nenne man n und n' die Brechungsexponenten für die rothen, und die violetten Strahlen, p und p' die ihnen entsprechenden Brennweiten, α und α' ihre Vereinigungsweiten, setze ferner die constante Größe $\frac{1}{f} + \frac{1}{g} = A$; so erhält

man $\frac{1}{p} = (n - 1)\,A$ und $\frac{1}{p'} = (n' - 1)\,A$;

mithin $p' : p = n - 1 : n' - 1$, oder

$$\frac{p' - p}{p'} = \frac{(n' - n)}{n - 1},$$

Nun sind $\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{p} - \frac{1}{a}$ und $\frac{1}{\alpha'} = \frac{1}{p'} - \frac{1}{a}$,

folglich $\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\alpha'} = \frac{1}{p} - \frac{1}{p'}$, oder

$$\frac{\alpha' - \alpha}{\alpha\alpha'} = \frac{p' - p}{pp'} = -\frac{(n' - n)}{n - 1} \cdot \frac{1}{p},$$

also der Unterschied der Vereinigungsweiten der beiden äußersten Strahlen des Spectrums

$$\alpha' - \alpha = -\frac{(n' - n)}{n - 1} \cdot \frac{\alpha\alpha'}{p}.$$

Setzt man $n' - n = dn$ und $\alpha' = \alpha + \mu$, somit $\mu = \alpha' - \alpha$, wo μ offenbar eine sehr kleine Größe ist, so hat man

$$\mu = -\frac{dn}{n-1} \cdot \frac{\alpha^2}{p} - \frac{dn}{n-1} \cdot \frac{\alpha\mu}{p},$$

weil aber auch dn einen sehr kleinen Werth hat, so wird die Größe $\frac{dn}{n-1} \cdot \frac{\alpha\mu}{p}$ verschwindend klein, und kann vernachlässigt werden; daher hat man für die Längenabweichung den Ausdruck

$$\alpha' - \alpha = -\frac{(n' - n)}{n - 1} \cdot \frac{\alpha^2}{p},$$

Beziehen sich die Werthe von α, p, n auf die Strahlen der mittleren Brechbarkeit, so gibt

$$\frac{dn}{n - 1} \cdot \frac{\alpha^2}{p}$$

den Werth von vg, und in diesem Ausdrucke kann $\frac{dn}{n-1}$ als das Zerstreuungsvermögen angenommen werden.

5) Der Halbmesser des Abweichungskreises wird auf folgende Art gefunden. Es ist

MO : cg = Or : gr und
MO : cg = Ov : gv, folglich
Or : gr = Ov : gv, daher
Or + Ov : gr + gv = MO : cg.

Aber man kann gr = gv setzen, mithin übergeht die letzte

Proportion, wenn $Or = Og + gr$ und $Ov = Og - gr$ gesetzt wird, in

$$Og : gv = MO : cg.$$

Ist der Öffnungshalbmesser $MO = x$, die Vereinigungsweite der mittleren Strahlen $Og = \alpha$, so ist

$$cg = \frac{x}{\alpha} \cdot gv,$$

und wenn man für gv den früher gefundenen Werth substituirt, so ist

$$cg = -\frac{dn}{n-1} \cdot \frac{\alpha}{p} \cdot x$$

Fallen die Strahlen auf die Linse parallel auf, wie dieß bei der Objectivlinse der Fernröhre der Fall ist; so ist $\alpha = p$, und mithin

$$cg = -\frac{dn}{n-1} \cdot x \text{ d. h.}$$

der Halbmesser des Abweichungskreises ist gleich dem Produkte aus dem Zerstreuungsverhältnisse nnd dem Öffnungshalbmesser der Linse; mithin unabhängig von ihrer Brennweite.

Vom Achromatismus.

§. 59.

Geschichte desselben.

Prismen und Linsen, welche in der Richtung der auffallenden Strahlen eine Ablenkung bewirken, ohne die farbigen Theile zu entwickeln, so daß die Bilder der durch sie betrachteten Gegenstände frey von der Wirkung der Farbenzerstreuung erscheinen, nennet man achromatisch (von α priv. und χρομα die Farbe).

Der nachtheilige Einfluß der Farbenzerstreuung auf die Deutlichkeit der Bilder, die durch Linsen gesehen werden, hatte schon lange die Aufmerksamkeit der denkenden Naturforscher an sich gezogen, und sie aufgeregt, Mittel zu dessen Aufhebung

ausfindig zu machen. Schon Newton beschäftigte sich mit diesem Gegenstande; allein der große Mann, dessen optische Untersuchungen ein Muster des Scharfsinns und der Genauigkeit bleiben, verfiel dennoch in Irrthümer, die sehr folgenreich geworden sind. Er stellte seine Untersuchungen über die Farbenzerstreuung mit Prismen von einerley Glasart an; um aber ein allgemeines Gesetz über die Farbenzerstreuung festzusetzen war es nothwendig, sie bei verschiedenen brechenden Mitteln zu untersuchen.

Auch machte Newton eine falsche Beobachtung; denn er sagt: er habe beobachtet, daß das aus der Luft kommende, und durch verschiedene unter sich zusammenhängende Mittel (wie Glas und Wasser) gehende Licht, nach seinem Austritte in die Luft, jederzeit weiß bleibe, sobald die brechenden Flächen, sie mögen übrigens parallel seyn oder nicht, eine solche Lage haben, daß der ausfahrende Lichtstrahl durch entgegengesetzte Brechung eine Richtung erhält, die zu der des einfallenden parallel wird; wenn aber die einfallenden gegen die austretenden Strahlen geneigt wären, so erscheine das Weiß des austretenden Lichtes, je mehr es sich von der Stelle des Austrittes entferne, allmählig an den äußersten Theilen mit Farben umgeben. Aus dieser Beobachtung, nach welcher die Farben nur mit der Brechung zugleich verschwanden, zog Newton ganz folgerecht den Schluß; daß die Farbenzerstreuung bei allen Stoffen der Brechung proportionirt seyn müsse.

Wäre Newtons Behauptung richtig, so könnte die Wirkung der Farbenzerstreuung bei den Linsen auf keine Art aufgehoben werden; denn damit dieß möglich sey, müßte man eine solche Verbindung von Linsen zu Stande bringen, daß jeder aus der letzten Linse ausfahrende Strahl vollkommen oder fast genau parallel würde mit der Richtung, die er vor dem Eingange in die erste Linse hatte; aber durch Linsen, die in der Richtung des Strahls keine Abänderung erzeugen würden, könnte man nichts weiter sehen, als was das bloße Auge zeigte, nur noch dunkler und undeutlicher. Darum hielt Newton achromatische Linsen für unmöglich, und rieth die Spiegeltelescope zu vervollkommnen, weil diese der Farbenzerstreuung von Seite des Spiegels gar nicht unterworfen sind.

Das große Ansehen des berümten Mannes machte, daß durch ein halbes Jahrhundert Niemand seine Versuche wiederholte, bis im Jahre 1747 der große Analytiker Euler, durch

den Bau des menschlichen Auges geleitet, die Möglichkeit einer farbenlosen Brechung behauptete. Das gesunde Auge vereinigt alle Strahlen, die es bricht, auf der Netzhaut, so daß die Bilder, die man daselbst sieht, wenn man den hinteren Theil des Auges seiner Hüllen entkleidet, und sie von hinten durch die Netzhaut betrachtet, ganz deutlich und frey von farbigen Rändern erscheinen. Er vermuthete, daß die Aufhebung der chromatischen Abweichung im Auge durch die Verbindung der verschiedenen ungleichartigen Feuchtigkeiten, die sich daselbst befinden, bewirkt werde, und schlug daher zum Objective eines Fernrohrs zwei Concavlinsen mit dazwischen befindlichem Wasser vor. Seine analytischen Untersuchungen über diesen Gegenstand machten viel Aufsehen. John Dollond, der ausgezeichneteste Optiker seiner Zeit, suchte 1752 Eulers Vorschläge auszuführen, allein da es ihm nicht sogleich gelingen wollte, und er im Vertrauen auf die Richtigkeit der von Newton angestellten Versuche nur mit Vorurtheil an die Arbeit ging; so ließ er bald die Sache wieder fahren. Erst fünf Jahre später unterwarf der schwedische Mathematiker Klingenstierna, die Versuche Newtons einer neuen Prüfung, und bemerkte, daß das Licht, welches durch ein aus Wasser und Glas bestehendes Doppelprisma ging, auch noch dann gefärbt erschien, wenn der austretende Strahl mit dem einfallenden parallel war; daß aber diese Färbung desto geringer ist, je kleiner der brechende Winkel des Prisma wird. Dadurch war erwiesen, daß Newton, der nur mit dünnen Prismen experimentirte, eine unvollkommene Beobachtung gemacht hatte, die ihn zu Fehlschlüssen verleitete.

Nun fand auch Dollond sich veranlaßt, den Newtonischen Versuch zu wiederhohlen. Zu seinem nicht geringen Erstaunen fand er, daß, nachdem durch entgegengesetzte Brechungen das einfallende Licht mit dem austretenden parallel geworden war, der durch das zusammengesetzte Prisma betrachtete Gegenstand so stark gefärbt erschien, als wenn er ihn mit einem einfachen Glasprisma von 30″ angesehen hätte. Er schloß hieraus, daß, wenn er den brechenden Winkel des Wasserprisma noch mehr vergrößern könnte, die vom Glase übrig gebliebene Zerstreuung in noch höherem Grade vermindert oder gar aufgehoben würde. Er untersuchte nun auch mehrere Glasarten und fand, daß das Flintglas die Lichtstrahlen mehr breche, aber in einem noch höheren Grade zerstreue, als das Crownglas.

Nach mehreren Versuchen brachte er zwei Prismen zu Stande, die mit ihren brechenden Winkeln in entgegengesetzter Lage an einander gelegt, eine beträchtliche Brechung mit Aufhebung der Farbenzerstreuung erzeugten. Das eine war von Crownglas mit dem brechenden Winkel von 30°, das andere von Flintglas, dessen brechender Winkel nur 19° hatte. Im Jahre 1758 legte Dollond der k. Akademie zu London das erste achromatische Objectiv vor, das in der ganzen gebildeten Welt mit dem größten Beifall aufgenommen wurde. — Aber Euler der auf mit Flüssigkeiten gefüllte Objective drang, konnte sich noch immer nicht überzeugen, daß Dollond den Achromatismus bloß durch den sehr geringen Unterschied der Farbenzerstreuungen der beiden Glasarten hervorgebracht habe, und schob den glücklichen Erfolg auf zufälliges Treffen der Krümmungen der Linsen. Zwei Jahre lang hatte er diese Ansicht, bis ihm Professor Zeiher aus Petersburg 1764 schrieb, daß er bloß durch Vermehrung des Zusatzes von Bley Glasstücke erhalten habe, welche die Farben gegen fünfmal mehr zerstreuen als das gemeine Glas, ohne die Brechung desselben bedeutend zu vermehren. Von nun an entsagte Euler seinen Ansichten und fortan erschienen jene zahlreichen und trefflichen Aufsätze, wodurch Dollonds Entdeckung erst ihre ganze Wichtigkeit erhielt. Euler umfaßte den Gegenstand mit der Gewalt des Calculs; er entwickelte die Theorie des Achromatismus, lehrte die Verminderung der sphärischen Abweichung und die Anordnung der Linsen, kurz er stellte die Bedingungen eines vollkommenen Fernrohres fest, zu deren Erkenntniß man auf dem Wege der Erfahrung niemals gekommen wäre. (Sieh kurze Geschichte der Optik in Littrows Dioptrik Wien 1830.)

Wir wollen nun die Grundsätze kennen lernen, auf denen die Construktion der achromatischen Prismen und der achromatischen Linsen beruht.

§. 60.

Vom achromatischen Prisma.

1) Um ein achromatisches Prisma zu Stande zu bringen, wird man dahin arbeiten müssen, daß die verschieden brechbaren Bestandtheile des direkten Sonnenstrahls aus dem Prisma eben so parallel unter sich heraustreten, wie sie es vor der Bre-

chung im Prisma waren, ohne jedoch dadurch die Ablenkung des Strahls überhaupt aufzuheben. Es läßt sich leicht einsehen, daß die durch ein Prisma erzeugte Farbenzerstreuung nur durch ein zweites Prisma aufgehoben werden kann, welches das Licht in einer entgegengesetzten Richtung bricht und zerstreut, mithin durch ein solches, dessen brechender Winkel eine Lage hat, die entgegengesetzt ist jener, die man demselben Winkel im ersten Prisma gegeben hat, so daß, wenn der brechende Winkel des einen nach abwärts kommt, er bei dem andern nach aufwärts gekehrt ist.

Nehmen wir an, beide Prismen (Fig. 99.) haben denselben brechenden Winkel, und dasselbe Brechungs- und Zerstreuungsvermögen; so wird sowohl die Ablenkung als auch die Zerstreuung, welche der einfallende Strahl im ersten Prisma erfahren hat, durch die gleiche aber entgegengesetzte Ablenkung und Zerstreuung, welche das zweite umgekehrte Prisma hervorbringt, aufgehoben; der austretende Strahl erscheint allerdings farblos, aber seine Richtung ist genau parallel zu der des einfallenden Strahles, weil es dann gerade so ist, als wenn der Lichtstrahl durch ein von parallen Seitenflächen (AC und BD) begränztes Mittel durchgehen würde; folglich sieht man mittelst einer solchen Verbindung von Prismen die Gegenstände nur so, wie mit dem freyen Auge, was der Absicht die man dabei hat, widerstrebt.

Hätten die beiden Prismen gleiche brechende Winkel, und wäre, während das eine aus Crownglas gearbeitet ist, das andere aus Flintglas, welches ein größeres Brechungs- und ein noch größeres Zerstreuungsvermögen hat, so wird die Ablenkung und die Zerstreuung, die das Flintglas bewirkt, vorwalten, daher wird der Strahl wohl etwas in seiner Richtung abgelenkt, aber farbig austreten. — Vermindert man den brechenden Winkel des Flintglasprisma so weit, daß der Zerstreuungswinkel bei beiden Prismen gleich groß erscheint, so wird der rothe Strahl durch das zweite Prisma um so viel dem violetten genähert, als er von ihm in dem ersten entfernt wurde; folglich wird durch zwei so eingerichtete Prismen ein Parallelismus der äußersten, und eine größere Annäherung der anderen Strahlen, dadurch aber eine Farbenlosigkeit des austretenden Lichtes hervorgebracht. Weil ferner zur Erzeugung einer Zerstreuung, wie sie durch das Crownglas bewirkt wird, der brechende Winkel des Flintglasprisma wegen des großen

Zerstreuungsvermögens viel mehr vermindert wird, als es zur Erzielung einer Ablenkung, welche der durch das Crownglasprisma erzeugten gleich ist, nothwendig wäre; so bleibt noch ein Überschuß der im Crownglasprisma geschehenen Ablenkung. Der austretende Strahl tritt demnach nicht nur farbenlos heraus, sondern er erleidet auch eine Ablenkung von seiner ursprünglichen Richtung, und die Verbindung beider Prismen bildet ein achromatisches Prisma. —

Aus der bisherigen Darstellung dürfte auch im Allgemeinen zu ersehen seyn, daß der brechende Winkel des Flintglasprisma desto kleiner werden muß, je größer sein Farbenzerstreuungsverhältniß rücksichtlich des Crownglases ist; dann auch, daß der Überschuß der Ablenkung des Prisma aus Crownglas desto bedeutender sich zeigt, je mehr der brechende Winkel des Flintglases vermindert wird, und je geringer der Unterschied der beyden Gläser im Brechungsvermögen ist.

2) Um das Verhältniß der brechenden Winkel bei einer achromatischen Verbindung zweyer Prismen auszumitteln, sey ψ der brechende Winkel eines Prisma, z. B. aus Crownglas; n sey der Brechungsexponent für die mittleren Strahlen, dn bedeute den Unterschied zwischen den Brechungsexponenten der mittleren und der äußersten Strahlen; folglich $n + dn$ den Brechungsexponenten der äußersten Strahlen selbst, wo dn positiv oder negativ wird, je nachdem es sich auf Strahlen vom violetten oder rothen Ende bezieht. Nehmen wir ferner nur den einfachen Fall an, daß der Winkel ψ sehr klein ist, und daß überdieß der Strahl beinahe senkrecht auffällt, wie dieß auch bei dem Minimum der Abweichung der Fall ist; so haben die im §. 40. mit ρ, α, σ und β bezeichneten Winkel so kleine Werthe, daß man sie ihren Sinussen proportionirt annehmen kann und daher erhält man $\rho = n\alpha$ und $\sigma = n\beta$, folglich $\rho + \sigma = n(\alpha + \beta)$; aber weil $\alpha + \beta = \psi$ ist, so ist auch $\rho + \sigma = n\psi$.

Nun ist die Ablenkung D, welche ein Strahl durch das Prisma erleidet,

$$D = \rho + \sigma - \psi,$$

mithin ist im vorliegenden Falle für den mittleren Strahl:

$$D = (n - 1)\,\psi. \quad (1)$$

Man sieht, daß unter den gemachten Voraussetzungen die Ablenkung des Strahls von dem Einfallswinkel unabhängig ist.

Fällt nun der Strahl auf ein zweites Prisma, z. B. aus Flintglas, für welches D', ψ', n', dn' dieselben Werthe haben, wie D, ψ, n, dn, im vorigen Falle, so ist seine Ablenkung

$$D' = (n' - 1)\,\psi' \quad (2)$$

Die durch das Doppelprisma bewirkte Ablenkung ($= V$) ist das Resultat der durch seine Bestandprismen erzeugten Ablenkungen, und mithin $V = D - D'$. Dieß ist auch aus der Figur ersichtlich; denn wenn SCKF (Fig. 112.) den Weg des Strahls im ersten Prisma bezeichnet, so ist der Winkel $FGx = D$; der Winkel $zEy = HEG = D'$, weil KFDy der Weg ist, den der Strahl im zweiten Prisma nimmt, mithin zEy offenbar der Winkel, den der einfallende Strahl KF mit dem austretenden Dy bildet; da nun der äußere Winkel

$$FGx = EHG + HEG \text{ und}$$

$EHG = V$, die durch das Doppelprisma bewirkte Ablenkung der mittleren Strahlen, so ergibt sich

$$V = D - D' = (n - 1)\,\psi - (n' - 1)\,\psi' \quad (3)$$

Soll der ausfahrende Strahl dem eintretenden parallel, mithin die Ablenkung $V = o$ seyn, so muß

$$\frac{\psi}{\psi'} = \frac{n' - 1}{n - 1} \quad (4)$$

d. h. die brechenden Winkel müssen sich wie verkehrt die um die Einheit verminderten Brechungsexponenten zu einander verhalten.

Ist V' die Ablenkung für die äußersten Strahlen, so erhält man

$$V' = (n + dn - 1)\,\psi - (n' + dn' - 1)\,\psi' \quad (5)$$

Sollen nach der Brechung im zweiten Prisma die äußersten Strahlen mit den mittleren Strahlen zusammenfallen, und daher das Prisma achromatisch seyn, so muß $V = V'$ werden, folglich auch $(n - 1)\,\psi - (n' - 1)\,\psi' = (n + dn - 1)\,\psi - (n' + dn' - 1)\,\psi'$ oder $dn \,.\, \psi = dn' \,.\, \psi'$ und

$$\frac{dn}{dn'} = \frac{\psi'}{\psi} \quad (6)$$

woraus folgt, daß wenn durch zwei Prismen die Zerstreuung gehoben werden soll, die Farbenzerstreuungen der beiden Glas-

arten sich wie verkehrt die brechenden Winkel der beiden Prismen verhalten müssen. Beispiel: Nehmen wir das eine Prisma aus Crownglas Nr. 9, das andere aus Flintglas Nr. 13, so ist nach §. 56, der Brechungsexponent des ersten für den ersten dunklen Streifen im Farbenbilde $n=1,5258$ und des zweiten für denselben Strahl $n'=1,6277$

Sollen nun die dem ersten dunklen Streifen entsprechenden Strahlen keine Ablenkung erfahren, so muß nach (4)

$$\frac{\psi'}{\psi} = \frac{5258}{6277} = 0.8376.$$

Ist also beim Crownglasprisma $\psi=25°$, so hat im Flintprisma ψ' beinahe nur $20°\ 56'\ 24''$.

Wollte man, daß die Strahlen des 7ten dunklen Streifens ohne Ablenkung heraustreten, so erhält man, weil für diese $n=1,5465$ und $n'=1'6711$ ist

$$\frac{\psi'}{\psi} = 0.8143 \text{ und}$$

folglich, wenn $\psi=25°$ ist, wird ψ' beinahe $=20°,\ 21',\ 27''$ haben. Aus diesem Beispiele ist zu ersehen, daß zur Aufhebung der Ablenkung für jede Strahlengattung ein anderer brechender Winkel im Flintglasprisma erforderlich ist.

Ist $\psi=25°$, und man wollte den brechender Winkel des Flintglases finden, bei welchem die Strahlen des ersten und letzten Streifens vereinigt werden, so wendet man die Gleichung (6) an und findet

$$\frac{\psi'}{\psi} = \frac{0.02073}{0.04331} = 0.4787$$

folglich für $\psi=25°$ ist $\psi'=11°,\ 58',\ 3''$.

Also eine Verbindung aus einem Prisma von Crownglas Nr.9. und einem brechenden Winkel von 25°, und einem andern aus Flintglas Nr.13, und einem brechenden Winkel von 11°, 58', 3'' vereinigt die äußersten Strahlen, und ist somit achromatisch. Die Ablenkung V die der mittlere Strahl in diesem Doppelprisma erleidet berechnet man nach der Gleichung (3) und findet $V=5°,\ 27',\ 58''$ als Überschuß der durch das Crownglasprisma bewirkten Brechung über die, welche das Flintglasprisma hervorbringt.

3) Die Bedingungsgleichung des Achromatismus (6) gibt uns eine Methode an die Hand, durch welche man das Zerstreuungsverhältniß zweier Mittel erfahren kann. Man macht nämlich von ihnen Prismen, und ändert den brechenden Winkel des einen so lange, bis man durch das Doppelprisma, das sie geben, wenn man sie mit engegengesetzten brechenden Winkeln über einander legt, in der Lage der kleinsten Abweichung einen gut begränzten glänzenden Gegenstand, scharf begränzt und ohne farbigen Rändern sieht. Hat man es dahin gebracht, so braucht man nur die brechenden Winkel beider Prismen zu messen, ihr Verhältniß gibt nach (6) das Zerstreuungsverhältniß beider Stoffe.

§. 61.

Von achromatischen Linsen.

Die Grundsätze, nach denen achromatische Linsen construirt werden, sind im Allgemeinen dieselben wie beim achromatischen Prisma.

Um die Möglichkeit des Achromatismus bei den Linsen zu begreifen, wollen wir uns an die (im §. 58. entwickelte) Art erinnern, wie die Linsen das Licht zerstreuen. Wir haben uns überzeugt, daß, wenn die Strahlen auf eine biconcave Linse convergirend auffallen, der Vereinigungspunkt der rothen Strahlen näher der Linse liegt, als jener der violetten, welches gerade die umgekehrte Lage dieser Vereinigungspunkte bei einer Sammellinse ist, wenn die letztere von parallelen oder von solchen Strahlen getroffen wird, die von einem außerhalb der Brennweite liegenden Punkte kommen. Stellt man daher eine biconcave Linse hinter eine Sammellinse, so werden die von der letzteren kommenden Strahlen auf sie convergirend auffallen, und folglich kann unter gewissen Bedingungen durch die hintere Linse der Vereinigungspunkt der rothen Strahlen eben so sehr der Linse genähert, oder jener der violetten eben so viel von ihr entfernt werden, als ersterer durch die Sammellinse entfernt und letzterer genähert wurde; dadurch werden die farbigen Strahlen wieder parallel in einem Strahlenbüschel, und daher farblos heraustreten.

Die Bedingungen, unter welchen beide Linsen eine achromatische Doppellinse bilden, sind:

1. Müssen beide Linsen aus Stoffen bestehen, die ein verschiedenes Zerstreuungsvermögen besitzen; denn die biconcave Linse wird die Zerstreuung der Sammellinse nur dann aufheben, wenn die durch sie erzeugte entgegengesetzte Zerstreuung der ersteren gleich ist; nun verhält sich bei gleichen Stoffen die Größe der Zerstreuung wie die Größe der Brechung (§.60.), folglich müßte im Falle, daß die zweite Linse aus demselben Stoffe wie die erste wäre, bei gleicher Zerstreuung auch die Größe der entgegengesetzten Brechung in beiden gleich seyn; der Strahl würde also farbenlos, aber parallel mit dem einfallenden austreten, und so die Linse ihrem Zwecke nicht entsprechen. Demnach muß die zweite Linse aus einem Stoffe seyn, der ein größeres Farbenzerstreuungsvermögen besitzt als der Stoff der ersten Linse, damit sie bei einer geringeren Brechung dennoch dieselbe Zerstreuung erzeuge, wie sie in der ersten Linse Statt findet.
2. Die Brennweiten beider Linsen müssen im Verhältnisse ihrer Zerstreuungsvermögen stehen.

Denn sind p und p′ die Brennweiten zweier hart an einander gestellten Linsen von der Seite des leuchtenden Körpers an gerechnet, und sucht man mit Vernachlässigung der Linsendicke die Vereinigungsweite der Doppellinse für parallel auffallende Strahlen; so braucht man nur zu bedenken, daß die Strahlen nach ihrem Austritte aus der ersten Linse auf die zweite dergestalt convergirend auffallen, als kämen sie von einem Punkte her, dessen Entfernung $a = -p$ ist. Nennen wir α die Vereinigungsweite dieser Strahlen, nachdem sie die zweite Linse verlassen haben, und berücksichtigen, daß die Brennweite der Flintglaslinse negativ seyn muß, so erhält man offenbar

$$\frac{1}{\alpha} = -\frac{1}{p'} + \frac{1}{p}$$

woraus man sieht; daß wenn $p < p'$ ist, die Brennweite der Doppellinse α positiv ist; und da dann $\frac{1}{\alpha} < \frac{1}{p}$ und somit $\alpha > p$ ist, so folgt, daß diese Brennweite der sammelnden Doppellinse größer ist, als die der Crownglaslinse allein.

Sind f und g die Krümmungshalbmesser der ersten Linse aus Crownglas, f′ und g′ die der zweiten aus Flintglas, und nennet man n und n′ die Brechungsexponenten für die mittle-

ren Strahlen in diesen beiden Glasarten, so ist der reciproke Werth der Brennweite der Doppellinse für die mittleren Strahlen gleich

$$(n-1)\left(\frac{1}{f}+\frac{1}{g}\right)+(n'-1)\left(\frac{1}{f'}+\frac{1}{g'}\right);$$

und bezeichnet man mit dn den Unterschied der Brechungsexponenten der äußersten und der mittleren Strahlen, so ist dieser Werth für die äußersten Strahlen

$$=(n+dn-1)\left(\frac{1}{f}+\frac{1}{g}\right)+(n'+dn'-1)\left(\frac{1}{f'}+\frac{1}{g'}\right)$$

Sollen die äußersten und die mittleren Strahlen zusammenfallen, so müssen beyde Werthe einander gleich seyn, also

$$(n-1)\left(\frac{1}{f}+\frac{1}{g}\right)+(n'-1)\left(\frac{1}{f_1}+\frac{1}{g_1}\right)=$$

$$(n+dn-1)\left(\frac{1}{f}+\frac{1}{g}\right)+(n'+dn'-1)\left(\frac{1}{f'}+\frac{1}{g'}\right);$$

$$\text{oder } dn\left(\frac{1}{f}+\frac{1}{g}\right)=-dn'\left(\frac{1}{f'}+\frac{1}{g'}\right).$$

Weil aber $\frac{1}{p(n-1)}=\frac{1}{f}+\frac{1}{g}$ und $\frac{1}{p'(n'-1)}=\frac{1}{f'}+\frac{1}{g'}$

so folgt: $\frac{dn}{n-1}\cdot\frac{1}{p}=-\frac{dn'}{n'-1}\cdot\frac{1}{p'}$, oder

$$\frac{\frac{dn}{n-1}}{\frac{dn'}{n'-1}}=-\frac{p}{p'},$$ d. h.

die Brennweiten der Bestandlinsen stehen in einem geraden Verhältnisse ihrer Zerstreuungsvermögen. Man sieht, daß diese Bedingungsgleichung des Achromatismus einer Doppellinse einzig vom Verhältnisse der Brennweiten abhängt, aber von den Krümmungshalbmessern, wodurch diese Brennweiten erhalten werden, ganz unabhängig ist.

Auch zeigt die Gleichung, daß, wenn die Farbenabweichung

durch zwei Linsen gehoben werden soll, die Brennweiten der beiden Linsen entgegengesetzte Zeichen haben müssen, das ist, die eine muß eine Sammellinse, die andere aber eine Zerstreuungslinse seyn.

Weil $\frac{dn'}{n'-1} > \frac{dn}{n-1}$, so ist auch $p' > p$ daraus folgt, daß bei einer achromatischen Doppellinse mit einer positiven Brennweite, die am wenigsten zerstreuende Linse (von Crownglas) eine Sammellinse, die am stärksten zerstreuende (von Flintglas) eine Zerstreuungslinse seyn muß; denn wegen $p < p'$ bleibt die Brechung der Sammellinse vorwaltend, also die Strahlen convergirend. Sollte die achromatische Linsenverbindung zerstreuend wirken, so muß die Crownglaslinse eine Zerstreuungs- und die Flintglaslinse eine Sammellinse seyn; denn in diesem Falle fallen die Strahlen auf die Flintglaslinse auf, als kämen sie aus dem imaginären Brennpunkte der Crownglaslinse, der wegen $p' > p$ innerhalb der Brennweite der Sammellinse liegt, weswegen die Strahlen nach ihrem Austritte aus der letzteren Linse divergirend bleiben.

§. 62.

Unvollkommenheit der achromatischen Doppelprismen und Doppellinsen.

Die nach den eben entwickelten Grundsätzen construirten achromatischen Prismen und Linsen, können nur unvollkommen achromatisch seyn; denn da (nach §. 57. 3.) in den beiden brechenden Stoffen das Verhältniß der Farbenzerstreuung nicht für alle farbigen Strahlen von gleicher Größe ist, so wird durch die Vereinigung der äußersten Strahlen des Farbenbildes mit den mittleren, oder der beyden äußersten Farben mit einander, wie sie durch die angegebenen Doppelprismen und Doppellinsen bewirkt wird, nicht auch zugleich eine genaue Vereinigung der übrigen Strahlen herbeygeführt; daher bleibt noch immer eine kleine Farbenzerstreuung übrig, die ein Farbenbild verursacht, welches man das secundäre Spectrum zu nennen pflegt. Obgleich die Wirkung dieses secundären Spectrums auf die Deutlichkeit des Bildes nur unbedeutend ist, so macht sie doch die Herstellung vollkommen achromatischer

Linsen unmöglich. Man sucht sie noch dadurch zu schwächen, daß man die zwei lebhaftesten, am meisten in die Augen fallenden Farben, nämlich das helle an das Orange gränzende Roth, und das lebhafte Dunkelblau mit einander vereinigt; die nicht vereinigten Strahlen bilden dann ein secundäres Spectrum, das auf der Seite des brechbarsten Lichtes schwach grüngelb, (durch Mischung des Gelb und Grün), und auf der Seite des am wenigsten brechbaren purpurfarben (durch Vereinigung des schwachen äußersten Roth und Violett) erscheint. Diesen geringen und bei zwei Linsen unvermeidlichen Überrest von Farben bemerkt man, wenn man das Fernrohr, dessen Objectiv eine achromatische Doppellinse ist, nach einem lichtstarken Gegenstände z. B. auf den Mond richtet; zieht man das Ocular ein wenig zu sehr über die Gränze des deutlichen Sehens heraus, so sieht man den Mond mit einem schwachen purpurfarbenen Rande, nähert man aber das Ocular dem Objective etwas mehr, als zum deutlichen Sehen nothwendig ist, so erscheint der Rand des Mondes schwach gelbgrün. Diese Farben sind zugleich ein Zeichen für ein gutes achromatisches Objectiv. Hätte man bei der Construction des achromatischen Objectivs die äußersten Farben Roth und Violett vereinigt, dann würde der Mondrand im ersten Falle mit einem lebhaften Orange, im zweiten aber mit einem starken Blau umgeben erscheinen, weil diese beiden letzten Farben unter allen am unvollkommensten zur Vereinigung gebracht worden wären, und doch wegen ihrer großen Intensität die meiste Berücksichtigung verdient hätten.

Die Unvollkommenheit des Achromatismus könnte gehoben werden, wenn man zwei Substanzen fände, in welchen das Gesetz der Vertheilung der Farben im Spectrum bei verschiedenem absoluten Zerstreuungsvermögen genau dasselbe wäre. Blair und Barlow haben zu diesem Zwecke viele Versuche mit Flüssigkeiten angestellt, und richtig erhielt Blair, indem er Salzsäure mit Spießglanzbutter oder Amoniak zur Merkurial-Auflösung setzte, ein Farbenbild, in welchem die Strahlen dasselbe Zerstreuungsgesetz befolgten, wie im Crownglase. Er füllte nun eine Linse mit dieser Flüssigkeit und fügte sie an eine Crownglaslinse, gestaltete beide nach den Grundsätzen des Achromatismus, und erhielt, nach seiner Behauptung, eine Linsenverbindung, in welcher die chromatische Abweichung vollkommen gehoben war. —

Gegen die Anwendung von Flüssigkeiten machte Frauenhofer die Bemerkung, daß eine kleine Temperatur-Änderung das Bild im Fernrohre trübe, weil die erkaltenden und die noch nicht erkalteten Theilchen das Licht ungleich brechen. Auch wird man Verderbnisse der Flüssigkeiten und Ansetzen von Krystallen nicht unschädlich machen können. Um jenen kleinen Rest von Farben, den man durch zwei Linsen nicht wegschaffen kann, zu heben, setzt man drey Linsen auf die Art zusammen, daß eine Concavlinse aus Flintglas von zwei Convexlinsen aus Crownglas umgeben wird, und construirt sie so, daß sie drey Farben, nämlich das hellste Gelb, das starke Roth und das lebhafte Blau mit einander vereinigen. — Diese dreyfachen Linsen haben zwar für die praktischen Optiker einige Vortheile in der Bearbeitung und Zusammensetzung, allein da an den vielen Oberflächen durch theilweise Reflexion viel Licht verloren geht, und somit die Helligkeit bedeutend leidet, so bleibt man lieber beim Gebrauche der Doppelobjective, wiewohl sie eine sehr genaue Bearbeitung erfordern, wenn die möglichst größte Übereinstimmung mit der Rechnung zu Stande gebracht werden soll. Frauenhofers Achromaten sind ein Beweis, daß auch ein Doppelobjectiv höchst vortrefflich seyn kann.

§. 63.

Aplanatische Linsen.

Linsenverbindungen, bei welchen die chromatische Abweichung so viel als möglich aufgehoben ist, zeigen die Bilder noch immer undeutlich, wenn bei ihrer Construktion nicht zugleich auf die Aufhebung der sphärischen Abweichung Rücksicht genommen wurde, und dieß um so mehr, weil achromatische Linsen im Verhältniß zur Öffnung kurze Brennweiten haben, und die aus der sphärischen Abweichung hervorgehende Undeutlichkeit im verkehrten Verhältnisse des Quadrats der Brennweite zunimmt (§. 50.). Man muß sich demnach bemühen beide Arten der Abweichungen so viel möglich zu heben, und Linsen, die solches leisten, nennet man aplanatische (von α privat. und πλανάω irren).

Die Möglichkeit aplanatischer Linsen beruht auf dem glücklichen Umstande, daß die Einrichtung der entgegengesetz-

ten Brechungen, welche die chromatische Abweichung aufhebt, auch zur Correktion der Kugelabweichung dient. Um sich davon zu überzeugen, wollen wir uns die Zerstreuungslinse vorstellen, auf welche die Strahlen von der Sammellinse convergirend auffallen; diese Convergenz ist bei den Randstrahlen stärker als bei den Centralstrahlen (§. 50. 3.), so daß sich jene in g (Fig. 113.) diese in f vereinigen, wenn die zweite Linse nicht da wäre. Durch die Wirkung der Zerstreuungslinse wird die Convergenz der Strahlen vermindert, so daß der Vereinigungspunkt der Centralstrahlen entfernter von der Linse z. B. nach h fällt. Der Vereinigungspunkt der Randstrahlen sollte wegen der stärkeren Convergenz näher als h liegen z. B. in i; allein da sie auch rücksichtlich der Zerstreuungslinse Randstrahlen sind, die eine größere Ablenkung erleiden müssen, als die Centralstrahlen; so muß ihr Vereinigungspunkt in größerem Maße sich von der Linse entfernen als jener der Centralstrahlen; er wird sich demnach dem Punkte h nähren, und falls diese Annäherung d. i. die Kugelabweichung der Zerstreuungslinse so viel beträgt, als die Kugelabweichung der Sammellinse betragen hat, so werden beide Vereinigungspunkte h und i zuzusammenfallen, und folglich die sphärische Abweichung aufgehoben werden. Da die Größe der sphärischen Abweichung bei einer Linse durch Veränderung der Krümmungshalbmesser mannigfaltig verändert werden kann, ohne die Brennweite selbst zu ändern; so ist es möglich durch ein gehöriges Verhältniß der Krümmungshalbmesser bei den Bestandlinsen eine Gleichheit der entgegengesetzten sphärischen Abweichungen herzustellen, ohne das zur Hebung der Farbenzerstreuung erforderliche Verhältniß der Brennweiten abändern zu müssen.

Auf diese Weise ist es in der That möglich, einmal durch die Relation der Brennweiten, welche im Verhältnisse der Zerstreuungskräfte der beiden Glasarten genommen wird, die chromatische Abweichung aufzuheben, dann auch durch ein gehöriges Verhältniß der Krümmungshalbmesser der beiden Linsen die Kugelabweichung zu beseitigen, und daher a p l a n a t i s c h e Doppellinsen zu construiren.

Indessen ist aus dieser Darstellung zu ersehen, daß durch die vorgetragene Methode nur die Vereinigung der den Rand der Linse treffenden Strahlen mit den Centralstrahlen, aber doch immer nicht die der dazwischen liegenden bewirkt wird; naher bleibt auch bei den aplanatischen Linsen ein kleiner Rest

der sphärischen, so wie der chromatischen Abweichung übrig. Eine von beiden Unvollkommenheiten ganz freye, also vollkommen aplanatische Linse müßte eigentlich aus unendlich vielen einfachen Linsen bestehen, deren jede ihr eigenes Brechungs- und Farbenzerstreuungsvermögen hat; aber mit zwei einfachen Linsen, läßt sich diese Vollkommenheit nicht erreichen. Jedoch zeigen die vortrefflichen Fernröhre unserer ausgezeichneten Künstler, daß man sich der Vollkommenheit in einem unglaublich hohen Grade nähern kann.

Die mathematische Deduction der Formeln zur Berechnung der Krümmungshalbmesser für die Flächen der Bestandlinsen einer aplanatischen Doppellinse ist zu weitläufig, um hier noch aufgenommen werden zu können. Wir wollen diesen interessanten Gegenstand mit der Bemerkung schließen, daß der jüngere Herschel Doppelobjective verfertigen lehrt, die nicht nur für parallele Strahlen vortrefflich zeigen, sondern die auch eine bedeutende Annäherung des betrachteten Gegenstandes an die Linse erlauben, ohne ihre aplanatische Natur zu verlieren. Ein solches Doppelobjektiv besteht aus einer biconvexen Crownglaslinse mit ungleichen Krümmungen, so daß die Seite mit dem größeren Krümmungshalbmesser nach auswärts gekehrt ist; die hintere Linse ist eine concav-convexe Linse von Flintglas, mit der concaven Seite gegen die erste Linse gewendet. Diese Constructionsart stimmt auch mit derjenigen überein, welche der berühmte Frauenhofer seinen Achromaten gegeben hat.

Der jüngere Herschel und auch Herr Direktor Littrow in seiner Dioptrik haben Tafeln angegeben, wodurch den optischen Künstlern die zur Construktion aplanatischer Linsen nöthigen Berechnungen sehr erleichtert werden.

Vom Auge.

§. 64.

Bau desselben.

Durch die bisherigen Untersuchungen haben wir uns in den Stand gesetzt, zur Erforschung des wundervollen Baues des Auges zu schreiten, und die Wirksamkeit der einzelnen Theile

dieses unschätzbaren Organs bei der Funktion des Sehens zu begreifen. — Das hohe Interesse, welches dieser Gegenstand erregt, mag zur Entschuldigung dienen, wenn hier manche nicht streng physikalische Bemerkungen angeführt werden. —

Das Auge wird in den Augapfel und die ihn umgebenden Theile eingetheilt. Der Augapfel ist der wichtigste und für den Physiker der interessanteste Theil des Auges. Er ist ein runder Körper, den die Natur sorgfältig geschützt, und in ein konisches aus Knochen gebildetes, reichlich mit Fett ausgepolstertes Gehäuse, die Augenhöhle genannt, gelegt hat. Die ganze hintere Hälfte des Augapfels ist ebenfalls mit weichem Fett überzogen, das die Bewegungen des Auges sehr erleichtert. Wird dieses Fett durch Alter oder durch krankhafte Zustände absorbirt, so sinkt der Augapfel tiefer ein, und es entsteht ein hohläugiges Aussehen. Sechs Muskeln sind bestimmt den Augapfel nach allen Seiten zu bewegen. — Um vor plötzlicher Berührung von Körpern, die ihn verletzen könnten, verwahrt zu werden, ist er mit beweglichen Deckeln (den Augenliedern) versehen, die sich mit Gedankenschnelligkeit vor ihm ausbreiten. Diese Augenlieder sind mehr oder weniger durchscheinend, mit Haaren bedeckt, um sich dem zufälligen Eintritt aller kleinen Staubtheilchen, welche der Durchsichtigkeit der Oberfläche des Auges Eintrag thun könnten, zu widersetzen. Außerdem liegen am inneren Rande beyder Augenlieder kleine Drüsen, welche einen fettartigen Schleim absondern, damit die Ränder stets geschmeidig bleiben, und dadurch die Reibung der Augenlieder gegen einander vermindert, so wie auch die Schärfe der Thränen gemildert werde. — Der vordere Theil des Augapfels muß, um klar zu bleiben, stets feucht und gleichsam gewaschen seyn; dieses geschieht durch die Thränen, die in der am oberen und vorderen Theile der Augenhöhle, nach der Seite der Schläfe zu, liegenden Thränendrüse entstehen, und mittelst mehreren kleinen Ausführungsgängen, die sich auf der inneren Fläche des oberen Augenliedes öffnen, über die ganze vordere Fläche des Augapfels verbreitet werden. Das Eindringen der Thränen in diese Gänge, und ihre Verbreitung über die Oberfläche wird durch das öftere Schließen der Augenlieder sehr befördert. Durch die Thränen können auch Stäubchen, die an die Oberfläche des Augapfels zufällig kommen, wieder ausgespielt werden. Damit endlich der Staub und der Schweiß

nicht in die Augen komme und sie reitze, sind die Augenbraunen vorhanden.

Die Gestalt des Augapfels ist ähnlich zweien an ihren Grundflächen verbundenen Kugelsegmenten von verschiedenen Halbmessern (Fig. 114.), wovon der größere beinahe 5 Lin., der kleinere aber $3\frac{1}{2}$ Lin. zählt. Diese Gestalt ist durch die äußerste Bekleidung des Augapfels bestimmt, die in einer dicken hornartigen Haut besteht, welche dort, wo sie das größere Kugelsegment bildet, weiß und undurchsichtig ist (tunica sclerotica), aber an der vorderen Seite, wo die Krümmung stärker ist, ganz durchsichtig erscheint und die durchsichtige Hornhaut oder auch schlechtweg Hornhaut (tunica cornea) genannt wird. Die Hornhaut gestattet den Lichtstrahlen einen freyen Durchgang in das Innere des Auges, und ihre Gestalt ist nach den Messungen von Chossat ein Ellipsoid, welches durch Umdrehung einer Ellipse um die große Axe entstanden ist.

Unter der harten Haut, und concentrisch mit ihr, breitet sich eine zweite schwarzbraune zarte Hülle aus, welche man wegen der großen Menge Blutgefäße, die sie enthält, Aderhaut (tunica choroidea) nennt. Sie versorgt den Augapfel mit Blut und gewährt überdieß den Nutzen, daß sie vermöge eines dunkelbraunen Pigments, das sich an ihrer inneren Seite absondert, die vielfach reflektirten Lichtstrahlen absorbirt, und dadurch die Verwirrung, die durch diese Reflexion beim Sehen entstehen würde, verhütet.

Hinter der Hornhaut geht die Aderhaut in einen kreisförmigen Vorhang AB über, den man die Regenbogenhaut oder Iris nennt, und dessen vordere Seite verschieden gefärbt, aber die hintere immer mit einem schwarzen Pigmente überzogen ist. Die Iris hat in der Mitte eine kreisrunde Öffnung, die Pupille oder der Stern genannt, und besteht aus lauter Muskelfasern, deren Richtung nach dem Mittelpunkte der Pupille geht, und welche dazu dienen, daß durch ihre Zusammenziehung die Pupille erweitert, und durch ihre Ausdehnung wieder verkleinert werde. Ersteres geschieht bei einer schwachen Erleuchtung, um auch da durch die erweiterte Öffnung die zum Sehen nöthige Lichtmenge von jedem Punkte der betrachteten Gegenstände zu erhalten. Die Verkleinerung der Pupille findet bei zu starkem für die Nerven an der Netzhaut gefährlichem Lichte Statt. Bei Nachteulen, Katzen und vie-

len anderen Thieren, die zur Nachzeit ihrem Raube nachgehen, bildet die Pupille am Tage eine schmale Spalte, aber im Finstern erweitert sie sich sehr stark, und daher können diese Thiere in der Nacht besser sehen, als andere. Diese Veränderungen der Pupille geschehen unwillkührlich, und werden durch den Reitz des Lichtes selbst hervorgebracht.

Im Hintergrunde des Augapfels über dem schwarzen Pigmente der Aderhaut ist das wichtigste Gebilde des Auges, nämlich die weißlich graue Netz- oder Nervenhaut (retina), welche ein Geflecht von den feinsten Nerven ist, die sämmtlich aus einem großen Nerven, dem Sehnerven, ausgehen. Das schwarze Pigment verschluckt sogleich das Licht, sobald es eine Empfindung hervorgebracht hat, wodurch allen, Undeutlichkeit verursachenden Reflexionen vorgebeugt wird.

Der Sehnerve hat das Ansehen eines dünnen Federkiels, entspringt unmittelbar aus dem Gehirne und tritt schief in das Auge nahe bei der Nase ein.

In dem inneren Raume des Augapfels befinden sich drey völlig durchsichtige Mittel, deren Brechungsvermögen zwar verschieden, aber jedes derselben dem Brechungsvermögen des Wassers nahe ist. Zwischen der Hornhaut und der Iris in der vorderen Augenkammer befindet sich die sogenannte wässerige Feuchtigkeit (humor aqueus) deren Brechungsverhältniß =1,337, während das des Wassers 1,336 ist.

Unmittelbar hinter der Öffnung der Iris befindet sich die Krystallinse, die äußerlich von einem zarten durchsichtigen Häutchen, der Linsenkapsel, eingeschlossen ist. Sie ist ein äußerst durchsichtiger consistenter Körper, biconvex, aber so, daß die vordere Seite viel weniger gekrümmt ist, als die hintere. Nach C. Krause ist die vordere Fläche der Linse elliptisch, die hintere parabolisch (Pogg. XXXI. 83.) Ihre Dichte und daher auch das Brechungsverhältniß nimmt von Außen gegen die Mitte zu; das mittlere Brechungsverhältniß beträgt 1,384.

Der Raum zwischen der Krystallinse und der Netzhaut, die Hinterkammer genannt, ist mit einer Flüssigkeit angefüllt, die einige Ähnlichkeit mit geschmolzenem Glase hat, und Glas-Feuchtigkeit (humor vitreus) heißt. Ihr Brechungsverhältniß ist =1,339. Auch diese Feuchtigkeit ist in einer eigenen sehr zarten und durchsichtigen Membrane (hyaloidea), die an dem hinteren Theile von der Netzhaut berührt wird, eingeschlossen.

Dieß ist die Anordnung der wesentlichsten Theile unseres Sehorgans; wir wollen nun die Art und Weise untersuchen, wie diese Theile beim Sehen zusammenwirken.

§. 65.

Physikalische Erklärung des Sehens.

Ist S (Fig. 114.) ein leuchtender Punkt, welcher in der Axe der Krystallinse, die durch die Mitte der Pupille geht, und auch Augenaxe genannt wird, in einer Entfernung von 8 bis 10 Zoll liegt; so erhält das Auge von ihm einen Strahlenkegel, wovon der die weiße Haut treffende Theil nach allen Seiten zurückgeworfen wird, während der auf die durchsichtige Hornhaut fallende Antheil in die wässerige Feuchtigkeit eindringt. Da diese Feuchtigkeit eine convex-concave Sammellinse bildet, so werden die Strahlen gegen die Axe gebrochen, und gelangen in convergirenden Richtungen auf die Iris, die sie erleuchten, und ihre Farbe und Gestalt sichtbar machen, während dem die Strahlen, welche die Pupille trafen, zur Krystallinse kommen, und durch sie, wegen ihres stärkeren Brechungsvermögens, zu einer so großen Convergenz gebracht werden, daß ihr Vereinigungspunkt, also das Bild des leuchtenden Punktes, in s auf die Netzhaut fällt. — Steht ein ausgedehnter Gegenstand SB vor dem Auge, so muß von jedem Punkte desselben ein Bild auf der Netzhaut sich darstellen; und zwar an dem Orte, wo der dem leuchtenden Punkte entsprechende Hauptstrahl die Netzhaut trifft, also S in s und B in b. Auf die Art entsteht auf der Netzhaut ein kleines verkehrtes Bild des Gegenstandes, an dem alle Farbennüancen und alle Schattirungen sich genau so, wie an dem Gegenstande selbst wieder zeigen. Davon überzeugt man sich an einem Menschen- oder Ochsenauge, wenn man den Augapfel kurz nach dem Tode an seinem hinteren Theile vom Fett befreyt, die harte Haut daselbst verdünnt, und vor die Hornhaut in einiger Entfernung die Flamme einer Kerze, oder einen andern hellen Gegenstand aufstellt; man sieht von hinten auf dem Grunde des Auges ein kleines, sehr scharf begränztes Bild des Gegenstandes mit allen angezeigten Eigenschaften. Der Versuch wird erleichtert, wenn man ihn an den Augen der Kakerlaken, oder der weißsüchtigen Thiere (z. B. der weißen Kaninchen oder weißen Mäuse) an-

stellt; denn da hier das schwarze Pigment der Aderhaut fehlt, und auch der hintere Theil der harten Haut durchsichtig ist, so läßt sich das Bild unmittelbar beobachten.

Dieses Bild allein ist es, was von den Nerven der Netzhaut empfunden wird, auf welche die Lichtstrahlen als ein Reitz wirken; die daselbst erzeugten Eindrücke werden vermittelst des Sehnervens zum Gehirn fortgepflanzt; wie jedoch auf diese Eindrücke in der Seele die Vorstellung sich entwickelt, ist eine Untersuchung, die außer dem Bereiche der Physik liegt.

Aus dieser Darstellung lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Die Entstehung der Bilder auf der Netzhaut ist eine Hauptbedingung des Sehens; wir finden auch darinn eine Bestätigung dieser Behauptung, daß alle künstlichen Mittel, welche diese Bilder deutlicher machen, die Deutlichkeit des Sehens befördern, und Fehler im Auge, welche die Deutlichkeit der Bilder stören, oder ihre Entstehung unmöglich machen, auch ein undeutliches Sehen oder eine Blindheit zur Folge haben. — Verliert z. B. die Krystallinse ihre Durchsichtigkeit, wie dieß bei dem grauen Staar der Fall ist, so erreicht das Licht die Netzhaut entweder gar nicht, oder in zu geringem Grade; es wird verwirrt und zerstreut, das Bild ist verzerrt und undeutlich, oder es entsteht gar nicht. Wird die verdunkelte Linse hinweggenommen, oder auf die Seite geschoben, um dem Lichte freyen Durchgang zu verschaffen, so ist es wieder möglich zu sehen; nur können die Vereinigungspunkte der Strahlen, da das Hauptmittel zu ihrer Convergenz nicht mehr vorhanden ist, nicht mehr auf die Netzhaut fallen. Indessen kann diesem Mangel, wie wir bald sehen werden, durch Sammellinsen abgeholfen werden.

2. Eine zweite unerläßliche Bedingung des Sehens ist die Empfindlichkeit der Netzhaut und des Sehnervens; werden diese gelähmt, so entsteht Blindheit, wenn auch das Auge offen bleibt, und die Feuchtigkeiten ihre Durchsichtigkeit beibehalten. Merkwürdig ist es, daß die Stelle, wo der Sehnerve ins Auge tritt, für den Lichtreitz völlig unempfindlich ist, und darum auch punctum coecum genannt wird. Als Ursache wird angeführt, daß sich an dieser Stelle der Nerve noch nicht in die unendlich vielen Fasern getheilt hat, die

zart genug sind, um durch einen so feinen Reitz als das Licht ist, affizirt zu werden. Diese Thatsache scheint auch zu bestättigen, daß die Netzhaut mittelst der fein zertheilten Nerven die Bilder auf die Weise, wie z. B. die Hand die Form, die Härte und Weichheit, Glätte und Rauheit empfindet. — Von dem Daseyn dieser unempfindlichen Stelle überzeugt man sich, wenn man z. B. zwei kleine, beinahe drey Zoll von einander entfernte Flecke (am besten weiße Flecke auf schwarzem Grunde) macht, und nun das rechte Auge vertical über den links liegenden Fleck in eine Entfernung von zwölf Zoll stellt, zugleich aber beiden Augen eine solche Lage gibt, daß die Linie, welche beide Augen verbindet parallel läuft mit der Linie, welche mitten durch die zwei Flecke geht. Schließt man in dieser Lage das linke Auge, und schaut mit dem andern auf den unter ihm befindlichen Fleck; so bemerkt man, sobald man sich, jedoch immer in derselben vertikalen Linie, den Flecken etwas nähert oder entfernt, eine Stellung, bei welcher der rechtsgelegene Fleck gänzlich unsichtbar ist, aber sogleich wieder erscheint, sobald das Auge aus dieser Stellung gebracht wird.

Außer diesen Bedingungen des Sehens gibt es auch noch andere, die von äußeren Umständen abhängen:

1. Muß von dem beobachteten Gegenstande eine hinreichende Lichtmenge ins Auge kommen, damit das Bild auf der Netzhaut die nöthige Helligkeit habe. Durch die Erweiternng und Zusammenziehung der Pupille werden wir in den Stand gesetzt auch noch bei schwachem, und ohne Nachtheil selbst bei starkem Lichte zu sehen; doch hat dieses seine Gränzen. Denn wird die Beleuchtung gar zu schwach, so ist das Sehen unmöglich; zu heftiges Licht überreitzt, und schwächt die Nerven der Netzhaut, und macht, daß man auf kurze Zeit erblindet, wie es zu geschehen pflegt, wenn man in die Sonne gesehen hat; ja es kann selbst eine fortdauernde Blindheit eintreten, wenn der Übergang von der Dunkelheit, wo sich die Pupille stark erweitert hat, zu einem sehr intensiven Lichte plötzlich geschieht. Die Gränzen der Helligkeit, innerhalb welcher wir sehen, liegen sehr weit auseinander, denn wir können beim Lichte einer Wachskerze und bei dem 12000 Mal stärkeren Sonnenlichte, ja sogar bei dem 25 Mal schwächeren Lichte des Vollmondes lesen; Men-

schen, die dunkle Räume bewohnen, kommen allmälig dahin, daß sie dort sehen, wo es für den an das Tageslicht gewöhnten völlige Finsterniß wäre. In der bei verschiedenen Zuständen ungleichen Größe der Pupille liegt auch ein Grund, warum unser Auge über den Grad der Erleuchtung eines Gegenstandes kein strenges Urtheil fällen kann, indem gleiche Erleuchtung bei verschiedenen Zuständen des Auges ungleich erscheinen muß.

2. Muß das Bild auf der Netzhaut eine gewisse Größe haben; die Erfahrung lehrt, daß es bei einem mäßig erleuchteten Gegenstande nicht weniger als $\frac{1}{1000}$ Zoll an Länge und Breite betragen, also wenigstens unter dem Winkel von $\frac{1}{2}$ Minute erscheinen muß. Dieser Winkel hängt auch von der Farbe und von der Lichtstärke ab. Plateau sah Weiß im Sonnenlichte bei 12″, Gelb bei 13″, Roth bei 23″, Blau bei 26″, im Schatten war jeder Winkel etwa um $\frac{1}{3}$ größer. Selbstleuchtende Körper, z. B. Fixsterne, erregen noch einen Lichtreitz auf der Netzhaut, wenn sie unter einem Winkel erscheinen, der nicht mehr meßbar ist.

3. Ein jeder Lichteindruck braucht sowohl zur völligen Entwickelung als zum gänzlichen Verschwinden eine gewisse Zeit. Nach Plateaus Versuchen richtet sich diese Zeit, bei übrigens gleichen Umständen nach der Farbe des Lichtes. Den dauerndsten Eindruck bringt Weiß hervor, dann folgen: Gelb, Roth und Blau; die mittlere Dauer aller Farben vom Momente der größten Intensität bis zum gänzlichen Verschwinden beträgt 0″. 34. Folgen die Eindrücke schnell auf einander, so daß noch der erste dauert, wenn der zweite beginnt, dann schmelzen sie in einander, und es gewinnt den Anschein, als wenn das Auge nur einen einzigen continuirlichen Eindruck erhielte. Daher kommt es, daß der ganze Kreis, in dem eine glühende Kohle gedreht wird, glühend erscheint; daß Leuchtkugeln und Sternschnuppen einen feurigen Schweif hinter sich lassen. Hierauf beruhen die artigen Spielereyen des sogenannten Thaumatrops (von θαῦμα Wunder, und τρέπω drehen). Er besteht aus mehreren Scheiben von Kartenpapier, von 2 bis 3 Zoll im Durchmesser, deren jede vermittelst seidener, an den Endpunkten eines Durchmessers angebrachter Schnürchen in eine sehr schnell drehende Bewegung versetzt werden kann. Auf jeder Seite der Scheibe sind Theile derselben Figur, oder einer zusammengehörigen

Gruppe abgebildet, z. B. auf einer Seite ein Vogel, auf der anderen Seite ein Käfig; bei schneller Umdrehung der Scheibe wird man die an beiden Seiten gemahlten Theile beisammen zu sehen glauben. — Wenn der Eindruck allzuschnell vorübergeht, so wird er nicht wahrgenommen, daher sieht man eine abgeschossene Kugel nicht in ihrem Fluge.

Hieher gehören auch Stampfers stroboscopische Scheiben, nämlich Pappscheiben von etwa einem Fuß im Durchmesser, die sich sehr schnell um ihren Mittelpunkt drehen lassen, und die an einer Seite rings um den Mittelpunkt z. B. mit menschlichen Figuren in verschiedenen Stellungen, oder mit Maschinen in den einzelnen Zeitpunkten ihres Ganges bemahlt sind. Nahe an der Peripherie befinden sich gleich weit von einander, und vom Mittelpunkte entfernte Öffnungen, durch die man in einen Planspiegel schaut, dem die bemahlte Seite zugekehrt wird. Versetzt man die Scheibe in eine schnelle Rotation, so sieht man die Figuren und Maschinen in voller natürlicher Bewegung. Diese Erscheinung ist wieder aus dem Umstande zu erklären, daß jeder Eindruck gegen 1/5 Sek. anhält; denn sehen wir durch eine Öffnung der Scheibe einen gegenüberstehenden Gegenstand an, und drehen die Scheibe so schnell, daß die einzelnen, durch undurchsichtige Räume getrennten Öffnungen von 1/5 zu 1/5 Sek., oder noch schneller am Auge vorbeigehen, so werden wir den Gegenstand ununterbrochen zu sehen glauben; stellt er sich nun in solchen Zwischenzeiten immer in anderen Stellungen dar, so müssen auch diese in unserer Empfindung sich an einander reihen, und so kommt es, daß wir z. B. eine in den verschiedenen Positionen eines tanzenden Menschen gezeichnete Figur ganz natürlich tanzen sehen. Gleichzeitig mit Stampfer in Wien wurde dieses belustigende Spielwerk von Plateau in Brüssel erfunden, dieser nannte es Phoenakistikop auch Phantasmaskop. (Pogg. XXXII. 636.)

Aus der Anordnung, Beschaffenheit und Wirksamkeit der Theile des Auges geht hervor, daß die Formation der Bilder auf der Netzhaut ein Resultat der Brechungsgesetze, und insbesondere derjenigen ist, nach welchen die Lichtstrahlen durch die Linsen gebrochen werden. Da aber die durch Linsen erzeugten Bilder gewöhnlich an den zwei Unvollkommenheiten leiden, die in der sphärischen und chromatischen Abweichung ihren Grund haben, hingegen die Bilder im Auge von diesen Unvollkommenheiten frey sind; so ist es nöthig, nach den Mitteln zu forschen, deren sich die Natur zur Erzielung einer so bewunderungswürdigen Deutlichkeit bedient hat.

Die Aufhebung der sphärischen Abweichung wird bewirkt:

1. Durch den Bau der Krystallinse selbst; sie ist an den beiden

Seiten verschieden gekrümmt, wie es zur Vermeidung der Kugelabweichung erforderlich ist; sie hat eine gegen die Mitte zunehmende Dichte, wodurch die Vereinigungsweite der Centralstrahlen verkürzt wird; außerdem ist die vordere Fläche elliptisch, somit in der Mitte flacher, als an den Rändern, und dadurch wird bewirkt, daß die schiefkommenden Lichtstrahlen die Linse unter kleinen Einfallswinkeln treffen, und daher keine bedeutende Abweichung erleiden.

2. Durch die Iris, die als Blendung dient, wobei ihre Lage von großem Einfluße ist; denn da sie sich in der wässerigen Feuchtigkeit nahe vor der Krystallinse befindet, so hält sie (Fig. 115. a) alle jene Strahlen zurück, die wegen ihres schiefen Auffallens auf die Hornhaut eine zu starke Abweichung hervorbringen würden, und dieß immer mit gleichem Vortheile, welches auch die Einfallsrichtung der von jedem Punkte ins Auge kommenden Lichtkegel seyn mag. Befände sich hingegen die Blendung noch vor der Oberfläche der Hornhaut (Fig. 115. b), dann könnte sie wohl Vortheile gewähren hinsichtlich der nahe an der Axe einfallenden Lichtkegel, aber hinsichtlich der schief eintretenden würde es nicht mehr der Fall seyn, weil sie bei dieser Stellung, wie es aus der Figur zu ersehen ist, gerade die am entferntesten von der Axe einfallenden Strahlen durchlassen müßte. — Die schwarze Farbe an der Hinterseite der Iris verschluckt die von der Krystallinse zurückgeworfenen Strahlen, welche, falls sie wieder reflektirt würden, die Ränder der Krystallinse träfen, und Verwirrung hervorbrächten.

3. Auch die Wölbung der Netzhaut (die ein Ellipsoid bildet) trägt zur Deutlichkeit der Bilder dadurch viel bei, daß sie dem eigenthümlichen Vereinigungspunkte eines jeden Lichtkegels gleichsam entgegentritt. Denn aus der Formel für die Vereinigungsweite der durch Linsen gebrochenen Strahlen ergibt sich klar, daß sie kleiner wird, wenn der Abstand des leuchtenden Punktes vom optischen Mittelpunkte zunimmt; nun ist bei einem ausgedehnten Gegenstande dieser Abstand eines außer der Augenaxe gelegenen Punktes B (Fig. 116.) größer, als der des Punktes C, der sich in der Axe befindet, folglich muß der Vereinigungspunkt b näher an die Linse kommen, als c, und so bilden die Vereinigungspunkte der geraden Linie ACB eine gegen die Krystallinse etwas concave Linie, und können wegen der gleichen Gestalt der Netzhaut

sämmtlich auf sie fallen, wodurch die Deutlichkeit des Bildes sehr viel gewinnen muß.

Der Achromatismus scheint durch die Zusammensetzung der Feuchtigkeiten, deren brechende Kräfte verschieden sind, bewirkt zu werden. Wie aber diese Theile zur Hebung der chromatischen Abweichung zusammenwirken, kann so lange nicht nachgewiesen werden, als die farbenzerstreuenden Kräfte der Feuchtigkeiten, und die Krümmungen ihrer Oberflächen nicht genau bekannt seyn werden. Indessen lehren Frauenhofers Versuche, daß auch der Achromatismus des Auges nicht ganz vollkommen ist.

Der Eindruck auf die Netzhaut verbreitet sich anf eine sehr kleine Entfernung um den Vereinigungspunkt der von einem Punkte kommenden Lichtstrahlen, darum erscheint das Bild eines Punktes z. B. eines Sternes nie als ein Punkt, sondern als ein Scheibchen von merklicher Größe, die um so mehr zunimmt, je stärker das Licht ist. Man nennt diese Erscheinung Irradiation.

§. 66.

Ansichten über die Fähigkeit des Auges sich den verschiedenen Entfernungen der Gegenstände anzupassen.

Wir finden im Auge noch eine Einrichtung, welcher wir unsere Bewunderung nicht versagen können, wenn wir auch noch nicht so glücklich waren, eine genaue Einsicht in dieselbe gewonnen zu haben.

Es ist bereits bemerkt worden, daß der Grad des deutlichen Sehens von dem Grade der Deutlichkeit des Bildes auf der Netzhaut abhängt; aber zur Deutlichkeit des Bildes ist erforderlich, daß die Vereinigungspunkte der von den Punkten eines Gegenstandes kommenden Lichtkegel genau auf die Netzhaut fallen, was bei einer unveränderlichen Einrichtung des Auges nur bei einem bestimmten Abstande des Gegenstandes vom Auge möglich wäre; denn, da bei einer Linse, oder einem Systeme von Linsen, die Vereinigungsweite der Strahlen mit dem Abstande des Gegenstandes sich ändert, und zwar für entfernte Gegenstände kleiner als wie für nahe liegende ist; so

könnten, falls alles im Auge unverändert bliebe, die Vereinigungspunkte unmöglich jedesmal auf die Netzhaut fallen, und daher nahe und entferntere Gegenstände nicht gleich deutlich gesehen werden. Nun überzeugt uns die Erfahrung, daß ein gesundes Auge die Gegenstände bei sehr verschiedenen Weiten mit großer Deutlichkeit und Bestimmtheit wahrnimmt; folglich muß es im Auge ein Vermögen geben, wodurch in seiner Einrichtung Veränderungen bewirkt werden, die geeignet sind, die Vereinigungspunkte der Strahlen bei verschiedenen Abständen des Gegenstandes auf die Netzhaut zu bringen; kurz ein Vermögen, sich den verschiedenen Abständen anzupassen, oder, wie man sagt, zu adjustiren. Man erkennt diese Veränderungen an der Anstrengung, die empfunden wird, wenn man das Auge von einem nahen Objekt auf ein entferntes richtet, und glaubt, daß sie mittelst Muskeln erzeugt werden, weil sich bei längerer Anstrengung Müdigkeit einstellt, und gewisse Gränzen nicht überschritten werden können. Allein die genaueste Zergliederung hat nichts im Auge aufgefunden, woraus diese Adjustirungs-Fähigkeit mit Sicherheit erklärt werden könnte.

Schon Kepler versuchte eine Erklärung zu geben, indem er annahm, daß das Auge beim Akte der Adjustirung in dem Maße in der Richtung seiner Axe verlängert werde, in dem sich ihm das Objekt nähert. Einige behaupten, daß die Convexität der Hornhaut größer wird, wenn wir auf nahe, und kleiner, wenn wir auf entferntere Gegenstände schauen; allein diese Ansicht widerlegte Young durch entscheidende Versuche; er selbst vertheidigte die Meinung, daß die Fibern der Krystallinse muskulöser Natur sind, welche die Convexität der Krystallinse vergrößern, wenn sich das Auge den kleineren Entfernungen anpaßt; aber auch diese Meinung wird bestritten. Noch andere stellen die Behauptung auf, daß wegen der ungleichförmigen Dichte, welche die Glasfeuchtigkeit haben mag, die Strahlen nach der Brechung nicht mehr die Axe schneiden, sondern mit ihr nahe parallel werden, und sie gleichsam berühren, weswegen bei verschiedenen Entfernungen des leuchtenden Punktes das Bild desselben auf der Netzhaut gleiche Beschaffenheit behält. — Diese Ansicht scheint der Natur nicht zu entsprechen, indem sie die Anstrengung, die wir im Momente des Adjustirens empfinden, nicht erklärt.

Neuestens hat Pouillet die Sache auf folgende Art erklärt: Die Schichten, aus denen die Krystallinse besteht, sind

nicht concentrisch sondern von ungleicher Krümmung und Dichte; dadurch geschieht es, daß die Centralstrahlen früher, und die gegen den Rand zu fallenden später hinter der Linse zur Vereinigung kommen. Verbindet man damit die Thatsache, daß sich die Pupille bei Annäherung des betrachteten Gegenstandes zusammenzieht, und mit seiner Entfernung ausdehnt, so wird das deutliche Sehen bei verschiedener Weite begreiflich; denn der Zweck der Verengerung beim Herannahen des Objektes, meint man, sey, die Strahlen abzuhalten, welche sich zu weit von der Mitte der Krystallinse entfernen würden, weil sie wegen der größeren Brennweite der Randtheile sich nicht auf der Netzhaut vereinigen könnten. Entfernt sich das Objekt, so tritt eine Erweiterung der Pupille ein, um von jedem Punkte einen großen Lichtkegel aufzunehmen, dessen meiste Strahlen die weiter von der Mitte gelegenen Theile der Krystallinse treffen, und von diesen auf der Netzhaut zur Vereinigung gebracht werden. Die durch die Mitte gehenden Strahlen werden sich allerdings früher vereinen, allein die Verwirrung, die sie im Bilde erzeugen könnten, muß um so mehr unbedeutend seyn, als ihre Intensität gegen die der Strahlen, die sich auf der Netzhaut vereinigen, allzu schwach ist. Man unterstützt diese Ansicht durch die Thatsache, daß, wenn man die Lichtkegel dadurch, daß man sie durch ein kleines Loch von $\frac{1}{3}$ Linie im Durchmesser ins Auge eintreten läßt, noch dünner macht, als es durch die größte Verengerung der Pupille möglich ist, man im Stande seyn wird, in so kleinen Entfernungeu deutlich zu sehen z. B. zu lesen, in denen man gewöhnlich nichts mehr unterscheiden kann.

Viel Beifall fand auch die Ansicht, welche Brewster auf mehrfache Versuche gestützt, ausgesprochen hat, und nach welcher die Fähigkeit des Auges, sich den Entfernungen anzupassen, von dem Mechanismus abhängt, der willkührlich die Pupille erweitert und verengert, der von den mit der Basis der Iris in Berührung stehenden Theilen ausgeht, und wodurch zugleich bei Zusammenziehung der Pupille eine Vergrößerung des Abstandes der Krystallinse von der Netzhaut bewirkt wird. Diese Meinung findet auch in dem Umstande Bekräftigung, daß Personen, denen die Krystallinse weggenommen wurde, die Adjustirungs-Fähigkeit verloren, wenn auch die Iris ihre Eigenschaft sich auszudehnen und zusammenzuziehen beibehielt. Doch bleibt noch immer der Anatomie das Ge-

schäft übrig, die Art und Weise zu bestimmen, auf welche die Muskelthätigkeit von der Basis der Iris zur Linse fortgeleitet werden mag.

Th. Smith fand, daß die Zonula ciliaris und die an sie geheftete Linsenkapsel beim Eintauchen in kochendes Wasser Veränderungen erlitten, wie sie nur bei Muskelfasern Statt finden, und schloß daraus auf deren Muskelnatur. Auch machte er die Erfahrung, daß die Linse ohne Kapsel in kochendes Wasser eingetaucht, keine Veränderung zeigt, wohl aber einer Kugel merklich ähnlicher wird, wenn sie von der Linsenkapsel umgeben ist; mithin kann die Convexität der Krystallinse durch Zusammenziehung des sie umgebenden Muskelgewebes geändert werden. Aus diesen Erfahrungen zieht Th. Smith den Schluß, daß die Möglichkeit das Auge den verschiedenen Entfernungen anzupassen, in der durch Zusammenziehung und Ausdehnung obiger Muskelfasern erzeugten Convexitätsänderung der Linse ihren Grund habe. (Froerip. B. 38.)

Indessen, wenn auch Smiths Ansicht richtig wäre, so muß doch noch angenommen werden, daß zum deutlichen Sehen verschieden entfernter Gegenstände auch eine verhältnißmäßige Größe der Pupille gehört. Denn Prof. Jeslin in New-York machte die Erfahrung, daß, als er die Pupille des einen Auges mittelst Stramonium etwas erweitert hatte, die Gegenstände im Zimmer mit diesem Auge weniger deutlich gesehen wurden, als mit dem anderen, während er entfernte Gegenstände außerhalb des Zimmers mit beiden Augen gleich deutlich sah. Brachte er vor die erweiterte Pupille ein Scheibchen mit einer kreisrunden, der Pupille des zweiten Auges gleichen Öffnung, so war kein Unterschied in der Deutlichkeit bemerkbar.

Wir sehen aus dem, was bisher über das Auge gesagt wurde, daß die Wissenschaft bereits tief in die Einrichtungen dieses bewunderungswürdigen Organs eingedrungen, aber daß ihr noch mehreres verborgen ist, und der Forschung einer späteren Zeit vorbehalten bleibt.

§. 67.

Sehweite, Kurz- und Fernsichtigkeit.

Die Fähigkeit des Auges, sich den Entfernungen anzupassen, ist an gewisse Gränzen gebunden; so vermag das Auge

im gesunden Zustande nicht, die Vereinigungspunkte der Lichtstrahlen auch dann noch genau auf die Netzhaut zu bringen, wenn der strahlende Gegenstand näher steht, als 8 bis 10 Zoll, weswegen man auch nur die außerhalb dieser Gränze befindlichen Gegenstände mit gehöriger Deutlichkeit sieht; aber am deutlichsten und hellsten zeigen sich die Gegenstände an dieser Gränze selbst; darum nennet man auch die Entfernung von 8 bis 10 Zoll die Entfernung des deutlichen Sehens oder die Sehweite. Untersucht man den Winkel, den die Strahlen mit einander bilden, welche von einem in dieser Entfernung liegenden Punkte durch die Pupille auf die Linse auffallen, so findet man ihn nur 33′, und noch kleiner, wenn die Entfernung der leuchtenden Gegenstände vergrößert wird. Man nimmt daher an, daß zum deutlichen Sehen parallele Strahlen erforderlich sind, was zwar nicht ganz richtig ist, aber in vielen Fällen die Rechnung sehr erleichtert.

Bei vielen Menschen hat das Auge die Fähigkeit verloren, sich für nahe und entferntere Gegenstände anzupassen; bei einigen ist es nur dann im Stande, die Gegenstände mit großer Deutlichkeit zu sehen, wenn ihre Entfernung bedeutend größer ist, als die vorhin für das gesunde Auge angegebene Entfernung des deutlichen Sehens, man nennet sie weitsichtige. Bei anderen Menschen ist das Auge durchaus nicht geeignet, sich für entfernter liegende Objekte anzupassen, und sieht sie nur in einer Weite am deutlichsten, welche viel kleiner ist, als die deutliche Sehweite des gesunden Auges. Solche heißt man kurzsichtige. Die Weitsichtigkeit stellt sich gewöhnlich bei einem etwas vorgerückten Alter ein, wo sich die Feuchtigkeiten im Auge vermindern, und deshalb die Hornhaut, und die Krystallinse eine etwas weniger convexe Form annehmen; diese Verminderung der Krümmung hat aber zur Folge, daß die von nahen Gegenständen kommenden Lichtstrahlen nach ihrer Brechung im Auge nicht mehr die starke Convergenz haben, bei welcher ihre Vereinigungspunkte auf die Netzhaut fallen, sondern eine solche, bei der die Vereinigung erst hinter der Netzhaut erfolgen würde. Dieß macht, daß das Bild eines jeden leuchtenden Punktes auf der Netzhaut, die den convergirenden Strahlenkegel auffängt, als ein kleiner Kreis erscheint, und daher die Bilder der nahen Gegenstände undeutlich werden. Mit dem zunehmenden Abstande des Gegenstandes nimmt aber die Vereinigungsweite ab, und so ist es möglich, daß bei

einer gewissen Weite die Vereinigungspunkte wieder die Netzhaut treffen, und so die gehörige Deutlichkeit eintritt. Der Weitsichtige muß also den Gegenstand zwei auch drey Fuß weit entfernen, um ihn deutlich zu sehen; aber eine solche Entfernung ist nicht nur unbequem, sondern verursacht, daß man den Gegenstand nicht in der Art handhaben kann, als es häufig der Zweck erfordert, weswegen auch manche Arbeiten unmöglich werden; darum müssen wir uns über die Erfindung der Sammellinsen freuen, die dem Übel der Weitsichtigkeit abzuhelfen im Stande sind. Bekanntlich haben diese die Eigenschaft, die Strahlen, welche von einem innerhalb der Brennweite liegenden Punkte kommen, weniger convergirend zu machen, so daß sie aus einem entfernter von der Linse befindlichen Punkte zu kommen scheinen. Bringt man also vor das weitsichtige Auge O (Fig. 86.) eine Sammellinse, und den zu betrachtenden Gegenstand AB innerhalb ihrer Brennweite, jedoch in eine Weite, in welcher man ihn bei der Arbeit zu halten gewohnt ist, und die in der Regel der deutlichen Sehweite eines gesunden Auges gleicht, so gelangen die Strahlen nach ihrem Austritte aus der Linse gerade so in das Auge, als befände sich der Gegenstand in ab, demnach so, als wäre er wirklich vom Auge so weit entfernt worden, wie es der Weitsichtige zum Deutlichsehen benöthiget.

Bei Kurzsichtigen ist die Convexität der Hornhaut und der Krystallinse zu groß; deswegen werden die durchgehenden Strahlen zu stark gebrochen, so daß sie, wenn der leuchtende Punkt in der gewöhnlichen Sehweite sich befindet, schon vor der Netzhaut zur Vereinigung kommen. In diesem Falle erscheint das Bild des Punktes auf der Netzhaut abermals als ein kleiner Kreis, und folglich sieht der Kurzsichtige alle Gegenstände undeutlich, die in dem Abstande von 8 bis 10 Zoll stehen, und noch undeutlicher, wenn dieser Abstand vermehrt wird. Soll bei ihm ein deutliches Sehen Statt finden, so muß der Gegenstand dem Auge bis auf einige wenige Zolle genähert werden, damit durch die Verminderung der Entfernung die Vereinigungsweite vermehrt, und so die Vereinigung der Strahlen genau auf die Netzhaut gebracht werde. Anstatt eine solche Annäherung wirklich vorzunehmen, bedient man sich der Zerstreuungslinse, welche das Bild eines Gegenstandes dem Auge näher rückt, und ihm folglich die Strahlen auf die

Art zuführt, als wenn der Gegenstand recht nahe am Auge stände. (Fig. 88.)

Linsen, deren Zweck es ist, bey der Weitsichtigkeit nahe und bey der Kurzsichtigkeit entfernte Gegenstände deutlich zu sehen, werden **Brillen** genannt. Als Erfinder derselben wird Alexander de Sina (der 1313 zu Pisa starb) angeführt.

Da diese beiden Uibel von verschiedenen Graden seyn können, so müssen auch die Brillen, die ihnen abhelfen sollen, von verschiedener Beschaffenheit seyn.

Nennt man a die Entfernung des deutlichsten Sehens bey dem kranken Auge, p die Brennweite der Linse, A den Abstand des zu betrachtenden Gegenstandes, welcher der gewöhnlichen Sehweite gleich angenommen wird, und bedenkt, daß die Linse den innerhalb ihrer Brennweite gestellten Gegenstand in der Entfernung a zeigen muß, so hat man

$$-\frac{1}{a}=\frac{1}{p}-\frac{1}{A}$$

wo a als die Entfernung des Bildes negativ wird, weil in diesem angenommenen Falle $A<p$ ist. Aus diesem Ausdrucke folgt:

$$\frac{1}{p}=\frac{1}{A}-\frac{1}{a} \text{ und } p=\frac{Aa}{a-A}.$$

Diese Formel gibt die Brennweite einer Brille, die für ein krankes Auge, das in der Entfernung a am deutlichsten sieht, am passendsten ist. Wenn z. B. ein Weitsichtiger in einem Abstand von 24 Zoll ein Buch lesen kann, so wird er es in dem Abstande von 8 Zoll thun können, wenn er sich einer Brille bedient, deren Brennweite $\frac{8.24}{24-8}=12$ Zoll beträgt. — Man hat auch eigene Instrumente (Brillenmesser, Optometer), welche die dem kranken Auge nöthige Brennweite der Brille angeben.

Aus dem gefundenen Ausdrucke für p ist auch ersichtlich:

1. Daß die Brennweite positiv, mithin die Brille einer Sammellinse seyn muß, wenn $a>A$, oder das Auge weitsichtig ist; daß aber die Brennweite negativ, und daher eine Zerstreuungslinse nothwendig wird, wenn $a<A$ d. i. wenn das Auge an Kurzsichtigkeit leidet.

2. Dividirt man Zähler und Nenner mit a, so ist:

$$p = \frac{A}{1 - \frac{A}{a}}$$

und man sieht, daß wenn a, d. i. die Weitsichtigkeit zunimmt, der Werth der Brennweite abnimmt. Verwandelt man bei der Kurzsichtigkeit den Ausdruck in folgenden

$$p = -\frac{A}{\frac{A}{a} - 1}$$

so ist zu ersehen, daß die negative Brennweite der Brille einen desto kleineren Werth haben muß, je kleiner a oder je größer der Grad der Kurzsichtigkeit wird.

3. Da die Sammellinse die Divergenz der Strahlen vermindert, so führt sie auch mehr Licht in das Auge, was der Weitsichtige besonders im vorgerückten Alter sehr benöthiget. Bei der Zerstreuungslinse findet das Gegentheil Statt.

Die Fehler der Kurz- und Weitsichtigkeit können auch durch Angewöhnung erzeugt werden; denn das Auge hat mit allen übrigen Organen das gemein, daß es durch Übung gestärkt wird, durch Mangel an Übung erschlafft. Daher sind die Menschen, deren Geschäft es nöthig macht, häufig in die Ferne und weniger in die Nähe zu sehen, wie z. B. Jäger, gewöhnlich fernsichtig; und bei denen der Fall umgekehrt ist, die z. B. viel schreiben, lesen, zeichnen, und andere Arbeiten verrichten, die recht nahe am Auge gehalten werden müssen, wie die Uhrmacher, sind meistens kurzsichtig.

Insbesondere trägt zur Erzeugung von Kurzsichtigkeit das anhaltende Lesen beim schwachen Lichte viel bei; denn beim schwachen Lichte erweitert sich die Pupille; diese Erweiterung ist aber dem deutlichen Sehen naher Gegenstände sehr ungünstig; deshalb kostet es uns noch mehr Anstrengung, unsere Augen dieser geringen Entfernung anzupassen, als beim Tageslichte; und diese öfters wiederholte Anstrengung bewirkt leicht ein Verharren des Auges in diesem Zustande der Kurzsichtigkeit. —

Ist man in der unangenehmen Lage, Brillen gebrauchen zu müssen, so soll man solche wählen, deren Brennweite dem Auge anpaßt, und auf jeden Fall mit schwachen den An-

fang machen, d. i. mit solchen, die eine große Brennweite haben (Conservationsbrillen) und nur langsam zu Linsen von kürzeren Brennweiten (schärferen) übergehen, damit die Hülfsmittel der Kunst nicht zu schnell erschöpft werden.

Man wähle solche Brillen, die genau sphärische Krümmungen haben, eine Eigenschaft, welche die Brillen nicht immer haben; und da deren Ermanglung nicht leicht zu entdecken ist, so ist es nöthig, nur von anerkannten Künstlern Brillen zu brauchen. Wenn der Fehler nicht bei beyden Augen gleich ist, so muß man für jedes einzelne ein passendes Glas aussuchen.

Hat eine Brille eine solche Fassung, daß sie nach Belieben mit einer oder der andern Oberfläche gegen das Auge gekehrt seyn kann, wie es bei den Lorgnetten der Fall ist, so soll sie auf beiden Seiten gleiche Krümmungen haben. Wo jedoch stets dieselbe Fläche gegen das Auge gekehrt bleibt, werden die periscopischen Brillen insbesondere empfohlen. Dieß sind convex-concave Linsen, deren concave Seite gegen das Auge gekehrt ist, und die den Vortheil gewähren, daß man auch die seitwärts gelegenen Gegenstände noch deutlich sieht. Denn unser Auge übersieht wegen der Kleinheit der Pupille nur einen kleinen Raum auf einmal, und muß um einen großen Gegenstand zu übersehen, sich schnell von einem Ende desselben zum anderen bewegen. Während dieser Bewegung bekommt es die durch die Brillen gebrochenen Strahlen in verschiedener Convergenz; und falls auch diejenigen, die ins Auge kommen, wenn die Augenaxe mit der Axe der Linse zusammenfällt, sich auf der Netzhaut vereinigen, und ein deutliches Bild geben, so ist es bei denen nicht mehr möglich, welche das Auge erhält, wenn seine Axe gegen die Axe der Brille geneigt ist; sondern es ist, um sich auch für diese anzupassen, zu schnellen inneren Veränderungen gezwungen, die einen unangenehmen und schädlichen Einfluß üben. Dieß findet bei den Convex-Concavlinsen am wenigsten Statt; darum wären sie allerdings sehr empfehlungswerth, wenn nicht wieder der unangenehme Umstand eintreten würde, daß sie zu stark spiegeln, indem die äußere Glasfläche für das von der inneren reflektirte Licht wie ein Hohlspiegel wirkt, und falsche Bilder erzeugt. Man hilft aber diesem Übel dadurch ab, daß man der äußeren Oberfläche einen großen Halbmesser gibt, wodurch es geschieht, daß die von ihr reflektirten Strahlen das Auge in Richtungen tref-

fen, bei welchen sie sich erst hinter der Retina vereinigen würden.

Das Glas der Brillen soll völlig rein seyn, und durchaus keine Streifen und Wellen oder ungleich brechende Stellen haben. Der Bergkrystall liefert wegen seiner Reinheit und Härte das beste Material zu Brillen. Für nicht reitzbare Augen sind Brillen aus weißem Glase am dienlichsten; sind aber die Augen zu empfindlich und reitzbar, so braucht man schwachblau gefärbte Gläser. Diese wirken auf das Auge nachtheilig, wenn sie ungleich dick sind, und daher die Färbung nicht an der ganzen Oberfläche dieselbe ist; darum sind diejenigen am angemessensten, wo die eigentliche Linse aus weißem Glase besteht, und nur mit einer dünnen, blauen, allenthalben gleich dick geformten Schale vermittelst eines farblosen Kitts (aus Canadabalsam und Guajakharz) verbunden ist. So gearbeitete Brillen heißen isochromatische. Jede Brille soll so nahe als möglich an das Auge gebracht werden, und es ganz bedecken, damit es nicht über den Rand der Brille hinwegzuschauen vermag. Sie soll festsitzen, und die beiden Linsen in einer dem Auge passenden Entfernung haben.

Außerdem soll man solche Brillen meiden, welche auffallend vergrößern oder verkleinern, weil das Auge, indem es sich für eine andere Entfernung als die des Bildes anzupassen strebt, in eine widernatürliche, ihm nachtheilige Spannung kommt. Man gebrauche übrigens die Brillen so selten als möglich, und entferne sie jedesmal, wenn man nach entfernten Gegenständen sieht, und weitsichtig ist, oder wenn man nahe Gegenstände anschaut, und an Kurzsichtigkeit leidet. Jungen Leuten ist überhaupt anzurathen, daß sie selbst im Falle der Kurzsichtigkeit entfernte Objekte öfters ohne Brille scharf ins Auge fassen, und sich bemühen sie deutlich zu sehen; thun sie dieses, und gebrauchen gute Brillen mit Vorsicht, so ist es sogar möglich, sich von dem Augenfehler ganz frey zu machen. Auch muß man sich hüthen, für ein Auge allein ein Glas zu gebrauchen, weil das andere Auge sich dann an Unthätigkeit gewöhnt, und geschwächt wird.

§. 68.

Warum sehen wir die Gegenstände mit zwei Augen einfach.

Richtet man beide Augen auf einen bestimmten Gegenstand, so erfaßt man denselben zugleich in einer bestimmten Lage in Beziehung auf sich, die man immer genau als dieselbe findet, man mag den Gegenstand mit dem linken oder mit dem rechten Auge anschauen; demnach bezieht man die beiden Bilder, die in den Augen an gleichen Stellen der Netzhaut entstehen, auf einen von demselben Orte ausgehenden Eindruck, und es ist nicht möglich, daß uns der Gegenstand als doppelt erscheinen könnte, obgleich er mit beiden Augen angesehen wird. Auch der Tastsinn bestärkt uns in der Vorstellung der Einfachheit des Gegenstandes, und allmälig nöthiget uns unwiderstehlich die Gewohnheit mit dem Eindrucke diese Einfachheit zu verbinden. Bezieht man beim Anschauen den Gegenstand auf eine hinter ihm befindliche Fläche, auf die er sich projicirt, und auf die man die Augen richtet, dann sieht man ihn doppelt, weil er jedem Auge einen anderen Theil der Hinterfläche verdeckt, also jedem in einer anderen Lage, und auch an einem andern Orte der Netzhaut erscheint; dieß findet noch dann Statt, wenn die Augen auf einen näher liegenden Punkt gerichtet werden. So muß auch ein Doppeltsehen erfolgen, wenn man das eine Auge mit dem Finger seitwärts drückt, während das andere auf einen Gegenstand unveränderlich gerichtet bleibt; denn im letzteren Auge erscheint das Bild in der Richtung der Augenaxe, im andern außer ihr, mithin wieder an einem ganz andern Orte der Netzhaut. Auch durch krankhafte Zustände der Augenmuskeln können die Augen in eine Stellung kommen, wobei ein Doppeltsehen entsteht; so tritt im Zustande der Trunkenheit öfters ein Doppeltsehen ein. Indessen, da man gewöhnlich eine andere Weite des deutlichsten Sehens hat, so gibt es selbst in diesen Fällen des Doppeltsehens immer ein Bild, das vorherrschend unsere Aufmerksamkeit anzieht, und die Vorstellung bestimmt.

Das sogenannte Schielen entsteht häufig, insbesondere wenn es eine üble Angewöhnung ist, daher, daß eigentlich nur mit einem Auge gesehen wird, während das andere unthätig bleibt, und in schiefer Richtung gehalten wird. Oft ist das Schielen die Folge einer Abnormität des Auges, vermög wel-

cher seine optische Axe mit der mathematischen, d. i. der mitten durch das Auge gehenden Linie, nicht zusammenfällt. —

Warum sehen wir die Gegenstände aufrecht, da doch ihre Bilder im Auge umgekehrt sind?

Diese Frage ist aufgeworfen worden, weil man sich dachte, die Seele schaue wie ein fremder Beobachter die Bilder auf der Netzhaut an; allein sie bezieht jeden geschehenen Eindruck nach Außen in die Richtung, in welcher die Affection oder der Stoß der Strahlen auf den Sehnerven empfunden wird, mithin die oben auf der Netzhaut abgebildeten Punkte, deren Strahlen von unten nach oben affiziren, nach den unteren, und die unten an der Netzhaut erscheinenden, deren Strahlen von oben nach unten wirken, nach den oberen Punkten des Gegenstandes; folglich nimmt man den Gegenstand in seiner aufrechten Lage wahr. — Außerdem ist zu bedenken, daß nur das Bild rücksichtlich seines Gegenstandes eine verkehrte Lage hat, daß aber die Dinge in dem Gemählde auf der Netzhaut genau dieselbe relative Lage haben, wie in der Natur; die Füße eines auf der Erde stehenden Menschen erscheinen auch im Bilde auf dem Erdboden, und das Himmelsgewölbe über seinem Kopfe; somit müssen uns auch die Dinge außer dem Auge in derselben, d. i. in ihrer natürlichen Lage erscheinen.

Daß das Bild im Auge wirklich in verkehrter Stellung sich darstellt, ist aus dem Vorhergehenden ersichtlich; aber man kann sich davon auch durch einen einfachen Versuch überzeugen. Man schaue durch eine kleine, in einem Kartenblatte gemachte Öffnung C (Fig. 117.) nach einer Lichtflamme, und fahre bei D, sehr nahe am Auge, dessen Krystallinse M vorstellen soll, von unten nach aufwärts mit der Spitze einer Stecknadel; so hindert diese zuerst die von a kommenden Lichtstrahlen zum Auge zu gelangen; darum erscheint das Bild in a' beschattet, und a wird nicht mehr gesehen; geht die Spitze weiter hinauf, so verdeckt sie auch die tiefer liegendn Theile von ab und es gewinnt den Anschein, als wenn die Nadelspitze von oben nach unten zu sich bewegen würde.

§. 69.

Größe der Gegenstände.

Indem das Auge einen Gegenstand sieht, kann es nichts unmittelbar empfinden, als die Richtung, in welcher es von den Lichtstrahlen getroffen wird und dann die Affektionsweise, die von ihrer Brechbarkeit oder Farbe abhängig ist. Allein durch den Gesichtssinn gelangen wir nicht nur zur Vorstellung der Farbe, sondern auch zu Vorstellungen der Größe, Gestalt, Lage, Entfernung und Bewegung eines Körpers; diese sind aber Resultate von Urtheilen, zu denen wir durch mehrfache Umstände, die die Erfahrung, uns darbiethet, bestimmt werden. Man unterscheidet eine wahre und eine scheinbare Größe der Gegenstände; erstere bezieht sich auf den Raum, welchen der Gegenstand wirklich einnimmt, letztere aber auf den, welchen er einzunehmen scheint. Die scheinbare Größe richtet sich nach der Größe des Bildes auf der Netzhaut; sie ist demnach von allen Umständen abhängig, welche eine Änderung in der Größe des Bildes hervorbringen. Ist SB der Gegenstand und sb sein Bild im Auge, so ist klar, daß die von den äußersten Punkten S und B durch die Augenöffnung gezogenen Strahlen die Größe des Bildes bestimmen, und daß also der Gesichtswinkel SOB (sieh §. 13.) als das Maß dieser Größe, oder als die scheinbare Größe des Gegenstandes angesehen werden kann. Nun ändert sich der Gesichswinkel:

1. Wenn bei gleicher Entfernung die wahre Größe des Gegenstandes eine andere wird; denn offenbar nimmt er desto mehr ab, je kleiner der Gegenstand an sich ist.
2. Wenn die Entfernung des Gegenstandes vom Auge geändert wird; je mehr diese zunimmt, desto mehr nimmt der Gesichtswinkel ab, und der Gegenstand erscheint mehr und mehr verkleinert. So sehen wir einen steigenden Luftballen immer kleiner und kleiner werden, bald nur noch als einen Punkt am Himmel schweben, bis zuletzt auch dieser unsichtbar wird.
3. Auch die Lage des Objectes ist von Einfluß; denn offenbar erscheint dieses kleiner in der geneigten Lage a'b' (Fig. 118) als in der aufrechten ab. In dem Falle, wo wir nicht im Stande sind, den Gegenstand auf einmal zu übersehen, bestimmen wir seine scheinbare Größe, theils nach der Größe seiner Theile, theils nach der Länge des Weges, welchen das Auge durchlaufen muß, um alle Theile zu übersehen.

Der Gesichtswinkel bestimmt auch die Größe des scheinbaren Abstandes zweyer Punkte. Stellt man sich daher eine aus parallelen Baumreihen bestehende Allee (Fig. 119.) vor, an deren einem Ende das Auge O ruht, so erscheinen die Gesichtswinkel, wornach die Abstände der einander gegenüberstehenden Bäume gemessen werden, desto kleiner, je entfernter die Bäume sind; daher scheint es, daß die beiden Reihen in convergirenden Richtungen laufen. Aus demselben Grunde scheint auch der Fußboden eines langen Saales an den entfernteren Stellen sich zu erhöhen; und die Decke sich zu senken. Bey einem Thurme AB (Fig. 120.) hat es den Anschein, als wenn er sich gegen den Beobachter O neigete, indem die Abstände seiner einzelnen Theile von einer durch O gezogenen verticalen Linie OF unter einem desto kleineren Gesichtswinkel erscheinen, je höher sie liegen. — Ein entfernter Wald, und ein entferntes Kornfeld scheinen dichte Massen zu bilden, weil die Abstände der einzelnen Bäume und Aehren unter zu kleinen Sehwinkeln erscheinen, und daher nicht unterschieden werden können. — Wir sehen daraus, daß wenn wir unser Urtheil über die wahre Größe eines Gegenstandes einzig auf den dem Gesichtswinkel entsprechenden Eindruck bauen, wir einer (optischen) Täuschung unterliegen; allein wir nehmen jederzeit auch auf die Entfernung, und den ihr angemessenen Einfluß auf den Gesichtswinkel Rücksicht. Durch lange Erfahrung kommen wir nämlich dahin, daß wir die Entfernung und ihren Einfluß schnell, und ohne daran zu denken, abschätzen, mit in unsere Betrachtung aufnehmen, und uns den Gegenstand in der Größe vorstellen, welche er wirklich hat. Die lange Übung macht es, daß das auf die Entfernung gebaute Urtheil sich so schnell mit dem Sinneseindrucke verbindet, daß wir beyde nicht mehr zu unterscheiden vermögen, und den Gegenstand in seiner wahren Größe zu sehen glauben. So bemerken wir keine Veränderung in der Größe des Kopfes von einem Menschen, der zuerst in der Entfernung von zwey Fuß stand, und hierauf bis 12 Fuß weit sich entfernt, und doch ist seine scheinbare Größe im letzteren Abstande nur ein Sechstel von der in der ersten Stellung. So stellen wir uns einen Mann, der 100 Fuß weit von uns entfernt ist, in seiner vollen Größe vor, wie wohl er uns dem sinnlichen Eindrucke gemäß nur so groß, als ein nahestehendes Kind erscheint. Ein Finger, vor das Auge gehalten, deckt ganze, entfernt gelegene Gebäude; also übertrifft seine scheinbare

Größe, jene der Gegenstände die er deckt, und doch nehmen wir letztere bedeutend größer an, als den Finger. Da wir kleinere Entfernungen und ihren Einfluß auf die scheinbare Größe wegen der häufigen Übung am richtigsten abschätzen, so beurtheilen wir auch die wahre Größe naheliegender Körper am genauesten, und glauben auch sie in dieser wahren Größe zu sehen; aber in der Abschätzung großer Entfernungen sind wir theils weniger geübt, theils verlassen uns die dazu nöthigen Hilfsmittel; wir folgen daher nur dem Sinneseindrucke, und sehen die Dinge in der dem Sehwinkel entsprechenden Verkleinerung. Aus einem gleichen Grunde sehen wir von einem hohen Thurme herab die Gegenstände auf der Erde in einem Grade verkleinert, in dem sie in horizontaler Richtung bey gleichem Abstande nicht verkleinert erschienen wären.

Unser Urtheil über die Größe eines Körpers übt oft Einfluß auf die Vorstellung der Größe eines andern aus. So scheint der hinter Bergen und Bäumen aufgehende Mond, und die aufgehende Sonne größer, als wenn sie über dem Horizonte stehen; denn, weil wir uns die Gegenstände auf der Erde (bewußtlos die Entfernung berücksichtigend) größer vorstellen, als sie ihrem Sehwinkel nach vorgestellt werden sollten, und nun die aufgehenden Himmelskörper von gleichem Sehwinkel finden, als viele der uns größer erscheinenden Gegenstände auf der Erde, so können wir uns nicht erwehren, sie auch größer anzunehmen, als sie sind, wenn sie über dem Horizonte erscheinen, wo uns die Abmessung an den irdischen Körpern nicht möglich ist. — Ein 20 Fuß hoher Baum erscheint in der Entfernung von 2148 Klaftern nahe unter dem Gesichtswinkel von 32 Minuten, unter dem auch die hochstehende Sonne gesehen wird; da wir den Baum gewiß nicht in der Kleinheit der hochstehenden Sonne, sondern viel größer annehmen, so müssen wir auch die Sonne, wenn sie hinter ihm aufgeht, ebenfalls vergrößert zu sehen glauben. Betrachten wir diese Himmelskörper durch ein langes Rohr ohne alle Gläser, so entziehen wir uns die Mittel zur Beurtheilung der Entfernung; wir sehen dann die einzeln stehenden Dinge, so wie die Sonne und den Mond, nur in ihrer scheinbaren Größe.

§. 70.

Entfernung der Körper.

Auch die Entfernung eines Dinges vom Auge ist nicht durch eine unmittelbare Empfindung gegeben; denn ob ein Strahl einen kurzen oder einen langen Weg zurückgelegt hat, dieß kann offenbar nicht empfunden werden; sondern alles, was wir über die Entfernung eines Dinges aussagen, ist die Folge eines Urtheils, gebaut auf Umstände, die wir mit der Entfernung in Verbindung erkennen, und aus deren Veränderung auf die Veränderung der Entfernung schließen.

Diese Umstände sind:

1. Der Winkel OBO' (Fig. 121.), den die beiden Augenaxen mit einander einschließen; denn bey einem fehlerfreyen Auge ist jede Augenaxe OB,O'B auf den Punkt gerichtet, den man betrachtet; je näher dieser dem Auge ist, einen desto größeren Winkel bilden die beiden Axen, und desto mehr müssen die Muskeln angestrengt werden, um dem Augapfel die nöthige Richtung zu geben. Diese Anstrengung, die in so inniger Verbindung mit der Entfernung steht, wird von uns empfunden, und darnach die Entfernung beurtheilt. Wer nur mit einem Auge auf einen Gegenstand hinsieht, hat dieses Mittel zur Beurtheilung der Entfernung nicht, und ist daher häufiger dem Irrthume unterworfen, wie es folgender Versuch überzeugend beweiset: Man hänge einen kleinen Ring an einem dünnen Faden auf, und stelle sich so, daß man die Öffnung im Ringe nicht sieht; schließt man nun ein Auge zu, und versucht mit dem gebogenen Ende eines drey Schuh langen Stabes in die Öffnung des Ringes zu kommen, so wird es nicht leicht gelingen; sobald man aber mit beyden Augen sieht, wird man sie niemals verfehlen. Dieses Beurtheilungsmittel verläßt uns bey sehr entfernten Gegenständen, indem die Augenaxen beynahe parallel werden.
2. Der Grad der Deutlichkeit, mit der wir jeden Punkt sehen; so glaubt man zuweilen die Gegenstände viel näher zu sehen, weil sie sich mit einer ungewöhnlichen Deutlichkeit zeigen.
3. Die Stärke der Beleuchtung; denn da das Licht bei seinem Durchgange durch die Luft eine große Schwächung erleidet, so werden alle Gegenstände blasser und dunkler, je weiter

sie entfernt sind; deshalb schließen wir aus der schwächeren Beleuchtung auf eine größere, und aus der stärkeren Helligkeit auf eine geringere Entfernung. So hält man weiße Gebäude, beschneite Berge für näher, als sie wirklich sind, und im Nebel verändern sich Größe und Entfernung aller Umgebungen auf eine auffallende Weise.

4. Die scheinbare Größe, falls uns die wahre Größe des Gegenstandes bekannt ist; daher kommt es, daß wir die durch Sammellinsen vergrößert gesehenen Gegenstände näher sehen; die durch Zerstreuungslinsen verkleinert dargestellten in eine große Entfernung versetzen, obgleich durch die ersteren Linsen das Bild entfernt, durch die letzteren aber genähert wird; Berge, deren wirklich Größe wir gewöhnlich zu gering schätzen, scheinen des großen Gesichtswinkels wegen näher zu seyn, als sie wirklich sind.

5. Die Menge der zwischen dem Auge und dem betrachteten Gegenstande liegenden Körper; je größer diese ist, desto richtiger fällt unser Urtheil aus. So scheint uns ein Berg, den wir hinter einem andern hervorragen sehen, sich an diesen unmittelbar anzuschließen; erst wenn wir die Dinge, die zwischen beiden Bergen liegen, erblicken, bemerken wir ihren oft sehr großen Abstand von einander. Ein entferntes Feuer in der Nacht scheint uns viel näher zu seyn, theils wegen der durch den Contrast erhöhten Lebhaftigkeit des Lichtes, theils auch, weil wir die Menge der dazwischenliegenden Dinge nicht überschauen können. Die Breite eines Flusses, die Ausdehnung des Meeres, den Flächenraum einer Haide hält man für kleiner, sobald man keine Gegenstände darauf wahrnimmt, die unser Urtheil berichtigen könnten.

6. Auch die Lage eines Gegenstandes gegen die Dinge von bekannter Entfernung ist sehr geeignet, unser Urtheil zu bestimmen.

Bei nahen Gegenständen üben alle diese Umstände ihren Einfluß auf unser Urtheil, und manche Beobachter bringen es durch Übung dahin, daß sie die Entfernungen der Dinge mit einer erstaunlichen Genauigkeit bestimmen. Bei großen Entfernungen verlassen uns diese Hülfsmittel mehr und mehr, bis uns bei einer Entfernung, die gewisse Gränzen übersteigt, nichts übrig bleibt, worauf wir unser Urtheil gründen könnten; deswegen fühlen wir uns genöthigt, alle jenseits dieser Gränze erscheinenden Dinge in gleicher Entfernung anzunehmen. Da-

her kömmt es, daß uns alle Gestirne, und selbst die hohen Meteore an einer einzigen Fläche des Himmelsgewölbes zu seyn scheinen. Dieses Himmelsgewölbe selbst erscheint uns im Freyen nicht als eine Halbkugel, sondern als ein oben abgeplattetes Gewölbe, weil wir die dem Horizonte nahen Theile, theils weil das von ihnen kommende und durch die dichtesten Luftschichten an der Erdoberfläche gehende Licht stark geschwächt wird, theils weil sie uns hinter den entferntesten Gegenständen auf der Erde erscheinen, in eine größere Entfernung versetzen, als die über uns befindlichen, wo wir uns aller Beurtheilungsmittel der Entfernung beraubt sehen.

Gestalt der Körper.

Das Bild eines Dinges auf der Netzhaut ist kein Körper, sondern nur eine Fläche, weswegen auch jeder Gegenstand dem Auge als eine Fläche erscheint. So erscheinen uns Sonne und Mond als bloße Scheiben. Indessen sind wir dennoch im Stande, die wahre Gestalt des Körpers mit viel Sicherheit zu beurtheilen; denn die scheinbare Größe desselben gibt uns die äußeren Umrisse, und die Entfernung der einzelnen Punkte der uns zugekehrten Fläche belehrt uns zugleich über die Beschaffenheit dieser Fläche, und beides über die Gestalt des Körpers. Ein wichtiges Hülfsmittel die Gestalt zu beurtheilen, ist die Vertheilung des Lichtes und des Schattens, besonders, wenn es möglich ist den Gegenstand von mehreren Seiten anzuschauen. In der Nähe urtheilen wir mit großer Sicherheit über die Gestalt; nicht so in der Ferne, wo wir weder die Größe, noch die Entfernung richtig zu erkennen im Stande sind, daher werden wir eine weit entfernte Pyramide für einen Kegel, ein Prisma für einen Cylinder halten.

Die Vertheilung von Licht und Schatten an einem Gegenstande bewirkt unter gewissen Umständen die merkwürdige Täuschung, durch welche uns Vertiefungen als Erhabenheiten und Erhöhungen als Vertiefungen erscheinen. Wird z. B. eine halbkugelförmige von einem seitwärts stehenden Lichte erleuchtete Schale durch ein (astronomisches) Fernrohr oder ein Mikroscop, die das Bild in umgekehrter Lage darstellen, betrachtet, so erscheint die beleuchtete Vertiefung der Schale als Erhabenheit, und ihre erhabene Seite, falls sie dem Lichte zugewendet wird, als Vertiefung. Brewster gab folgende

einfache Erklärung dieser Erscheinung: Hat man die Höhlung dem rechts stehenden Lichte zugekehrt, so erscheint die linke Seite erleuchtet, und die rechte im Schatten; ist jedoch die erhabene Seite der Schale gegen das Licht gewendet, so ist die rechte Seite im Lichte, die linke hingegen im Schatten. Sieht man nun durch ein Instrument, welches das Bild des Gegenstandes umkehrt, auf die Vertiefung der Schale, so erblickt man den erleuchteten Theil rechts und den beschatteten links; mithin gerade so, wie das freye Auge den erhabenen Gegenstand wahrnimmt, weswegen man auch diesen zu sehen glaubt. Das Umgekehrte findet Statt, wenn man die Erhöhung durch das Instrument beobachtet. (Baumgart. Zeitsch. II. 248.)

Bewegung der Körper.

Wir nehmen jedesmal eine Bewegung wahr, sobald sich das Bild auf der Netzhaut beweget; dieß findet aber Statt, wenn der Gegenstand allein, oder der Beobachter allein, oder wenn beide zugleich sich bewegen; daher ist es in vielen Fällen schwierig, auszumitteln, welcher Körper eigentlich in Bewegung sey. Insbesondere entsteht in dem Falle, wo man sich der eigenen Bewegung nicht bewußt ist, die Täuschung, als ob das Auge ruhete, und die beobachteten Gegenstände sich bewegeten. So scheint sich das ganze Himmelsgewölbe täglich einmal um die Erde zu drehen, da doch letztere es ist, die sich in dieser Zeit um ihre Axe bewegt.

Sieht man von einer Brücke anhaltend in ein fließendes Wasser hinab, so scheint die Brücke stromaufwärts zu gehen; dem Schiffenden scheinen die am Ufer stehenden Gegenstände sich in der entgegengesetzten Richtung zu bewegen.

Bewegt sich ein Körper in der Richtung der Augenaxe entweder zum oder vom Auge, so bleibt sein Bild unveränderlich an derselben Stelle der Netzhaut, daher scheint er so lange still zu stehen, bis bemerkbare Veränderungen in seiner scheinbaren Größe erfolgen, aus denen man auf Annäherung oder Entfernung schließen kann.

Die Bewegung ist nach Schmidt nur dann bemerkbar, wenn der in einer Sekunde zurückgelegte Weg in der deutlichen Sehweite nicht unter 2 1/4 Sekunden beträgt, weswegen der Gang des Stundenzeigers an einer Uhr nicht gesehen wird.

§. 71.

Objective oder eigenthümliche Farben der undurchsichtigen Körper.

Es ist Thatsache, daß im Finstern alle Körper farblos erscheinen, und erst mit der Beleuchtung die Farbe erhalten, demnach ist es das von den Körpern zurückgeworfene und ins Auge kommende Licht, welches, indem es den Sehnerven auf eine seiner Brechbarkeit entsprechende Weise affizirt, die Wahrnehmung einer bestimmten Farbe veranlaßt.

Wir lernen nur durch viele Uibung und Vergleichung diese von der Brechbarkeit des Lichtes abhängige Verschiedenheit in der Affektionsweise der Sehenerven d. i. die Verschiedenheit der Farben erkennen, gerade so, wie erst wiederhohlte Erfahrungen uns zur genauen Unterscheidung der Töne führen; davon überzeugen uns die Blindgebornen, die, zum Sehen gebracht, nur nach und nach die Farben zu unterscheiden anfangen.

Die Farben, welche die Körper im Sonnenlichte zeigen, heißen ihre eigenthümlichen oder natürlichen Farben; man nennet sie auch objective, da sie den Gegenständen dergestalt zukommen, daß sie ein jedes mit gesundem Gesichtssinne begabte Subjekt an ihnen wahrnimmt.

Viele Körper erscheinen im vollen Sonnenlichte weiß; an ihnen bemerken wir, daß sie jederzeit von der Farbe des Lichts, das sie erleuchtet, erscheinen: so erscheint weißes Papier roth, wenn es dem rothen Lichte glühender Kohlen ausgesetzt wird, so sehen wir auf einer weißen Tafel, mit welcher das prismatische Farbenbild aufgefangen wird, alle Farbenabstuffungen desselben; daraus schließen wir, daß weiße Körper Strahlen von allen Graden der Brechbarkeit in dem Verhältnisse, wie sie im weißen Lichte vorkommen, zurückzuwerfen vermögen.

Werden alle auffallende Strahlen in diesem Verhältnisse zurückgeworfen, dann heißt die Weiße des Körpers absolut; sie wird, obgleich es keinen solchen Körper gibt, als Einheit der Weiße angenommen, und die eines anderen, der nicht alles auffallende Licht zurückzuwerfen im Stande ist, durch einen Bruch ausgedrückt, der den zurückgeworfenen Lichtantheil bezeichnet. So ist nach Lambert die Weiße des Fließpapiers beinahe $= 1/12$, weil es $1/12$ des auffallenden Lichtes zurückwirft.

Wie auch immer die Farbe eines Körpers im vollen Sonnenlichte beschaffen seyn mag, so erscheint er, wenn er in die verschiedenen Farben des Spectrums gebracht wird, immer von der Farbe des Antheils, in welchem er sich gerade befindet; aber der Grad der Erleuchtung zeigt sich sehr verschieden. Liegt der Körper in jenem Theile des Farbenbildes, dessen Farbe mit seiner natürlichen übereinstimmt, so erscheint er ausnehmend lebhaft erleuchtet; dagegen ist in manchen andern Theilen die Erleuchtung äußerst schwach. So z. B. finden wir scharlachrothes Tuch im rothen Theile des prismatischen Farbenbildes äußerst lebhaft roth, im gelben schon minder lebhaft gelb, im grünen erscheint es grün, jedoch sehr dunkel; diese Dunkelheit nimmt im blauen Lichte, zu und im violetten ist es beinahe völlig schwarz. Bringt man ein mit Berlinerblau überzogenes Papier in den dunkelblauen Theil des Farbenbildes, so erscheint die blaue Farbe außerordentlich glänzend, im Grün ist es grün, aber weniger lebhaft, und im Gelb und Roth findet man es fast schwarz. Macht man ähnliche Versuche mit Körpern, bei denen die natürlichen Farben nicht so rein und lebhaft sind, wie an den ebenerwähnten, sondern von gemischter Beschaffenheit; so bemerkt man, daß sie die ihrer Mischung entsprechenden Farbenstrahlen in hohem Grade, andere nur schwach oder gar nicht zurückwerfen. — Betrachtet man gefärbte Körper mittelst eines Prisma, so zeigen sie sich fast immer mit Farbenrändern, worin mehrere andere, von der eigenthümlichen Farbe des Körpers verschiedene Farben kenntlich sind. — Aus diesen Thatsachen überzeugen wir uns, daß ein Körper, der im Sonnenlichte von einer bestimmten Farbe erscheint, die Strahlen seiner Farbe in vorzüglich hohem Grade zurückwirft, daß er jedoch auch jene von anderer Brechbarkeit, obgleich nur schwach zurückgibt. — Die Abhängigkeit der Farben von der Beschaffenheit des erleuchtenden Lichtes zeigt sich insbesondere auffallend bestättigt, wenn man sich zur Beleuchtung des ganz homogenen Lichtes bedient, z. B. der Flamme einer Weingeistlampe, deren baumwollener Docht mit gewöhnlichem Küchensalze stark eingerieben ist, und die fast rein homogenes gelbes Licht verbreitet. Eine im vollen Sonnenlichte roth erscheinende Fläche zeigt sich in diesem Lichte sehr schwarzgelb gefärbt; die gelben Körper erscheinen lebhaft gelb, und sind von den weißen nur schwer zu unterscheiden; alle Gegenstände des Zimmers, das man mit diesem gelben Lichte er-

leuchtet, zeigen, wie sich Brewster ausdrückt, nur eine Farbe; Blumen verlieren ihr Colorit, Gemählde und Zeichnungen haben das Ansehen, als wenn sie mit Tusch gemacht wären. Die buntesten Kleider sind in ein eintöniges Gelb verwandelt, und die Gesichtsfarbe nimmt ein leichenartiges Ansehen an.

Unsere gewöhnlichen Kerzenflammen haben ebenfalls einen großen Antheil gelben Lichtes, und geben daher den Gegenständen, die sie erleuchten, eine gelbliche Färbung, darum werden Gegenstände, die bei Tag blau erscheinen, Abends beym Kerzenschein grün gesehen.

Wenn nun die Farbe eines Körpers von der Beschaffenheit des auffallenden Lichtes abhängt, so ist sie nicht eine Eigenschaft, die dem Körper auf die Art eigen ist, wie z. B. die Härte oder Weichheit; aber gleich wohl kann sie als dem Körper eigenthümlich betrachtet werden, da er in dem Falle, wo er von allen Farbenstrahlen beleuchtet wird, diejenigen vorzugsweise zurückwirft, die wir als seine eigenthümliche Farbe ansehen. Die nicht zurückgesendeten Farbenstrahlen werden von dem Körper absorbirt (verschluckt). Es gibt keinen Körper, der alles auf ihn fallende Licht zurückgibt; selbst bei den weißen geht ein Theil des Lichtes verloren. Wird das auf einen Körper fallende Licht dergestalt absorbirt, daß von keiner Farbengattung so viel Strahlen zurückgeworfen werden, als zur Erzeugung eines bestimmten Farbeneindruckes nöthig ist, dann erscheint der Körper, wie schon einmal bemerkt wurde, grau oder gar schwarz. Vollkommen schwarz ist er, wenn er durchaus kein Licht zurückzuwerfen vermag.

Körper, welche im Sonnenlichte verschiedenfarbige Strahlen in größerem Maße in unser Auge senden, erscheinen uns von der Farbe, die aus dem Gesammteindrucke dieser Strahlen hervorgeht, nähmlich diejenige, welche das weiße Licht geben würde, wenn man ihm die Farben, welche verschluckt worden sind, entzöge. — Die Beschaffenheit dieser, durch Zusammensetzung verschiedener Farbeneindrücke, entstandenen (gemischten) Farbe hängt in dem Falle, wo die verschiedenfarbigen Strahlen zu gleicher Zeit ins Auge kommen, von den Farben der zurückgeworfenen Strahlen und dem Verhältnisse ihrer Menge ab; daraus wird die unendliche Mannigfaltigkeit von Farbenmischungen in allen Graden der Lebhaftigkeit erklärbar. Bemahlt man weißes Papier mit einem zweckmäßigen Gemenge aus Berlinerblau und Gummigutte, so zeigt

es sich grün. So bringt man durch Mischung von Roth und Gelb alle Abstuffungen von Scharlach und Orange hervor. Gibt man noch Weiß hinzu, so erhält man die Farben der Citronen= Stroh= und Lehmfarbe. In der Natur kommen selten Körper vor, deren Farbe ganz homogen wäre.

Wenn die verschiedenfarbigen Strahlen hintereinander das Auge treffen, so ist wie Plateaus Versuche beweisen, die Beschaffenheit des farbigen Gesammteindruckes auch von der Schnelligkeit der auf einander folgenden Eindrücke abhängig. Theilt man z. B. eine weiße Scheibe in Sektoren, und bemahlt die einen recht stark mit Gummigutte, die andern eben so stark mit Berlinerblau, und gibt den Sektoren ein solches Breitenverhältniß, daß in der resultirenden Farbe weder das Blau noch das Gelb vorherrschen wird (man macht die mit Blau bemalten 5 bis 6 mal breiter als die anderen), so beobachtet man, wenn sich das Auge vor dem Mittelpunkte befindet, und die Scheibe nicht zu schnell gedreht wird, ein lebhaftes Weiß mit Orange; dreht man aber so rasch, daß die Scheibe einen gleichförmigen Farbenton liefert, so sieht man sie vollkommen grau, und nur bei Anwendung eines blassen Blau gelingt es, diesem Grau einen schwachen Stich ins Grüne zu geben. (Pogg. Ann. XX. 328.)

Es ist bereits an einem andern Orte gesagt worden, daß alle Körper in dünnen Schichten in gewissem Maße durchsichtig sind, und daß daher das Licht, welches sie erleuchtet, auch in ihr Inneres eindringt. Demnach erhalten die Körper ihre Färbung auch zum Theile durch Strahlen, die in ihre Masse eindringen, und daselbst zurückgeworfen werden; dieß ersieht man auch aus dem Umstande, daß die Änderung der Dicke die Färbung verändert. So haben die aus gefärbten Körpern bereiteten Pulver, oder die von denselben an harten Körpern nach einer Reibung zurückgelassenen Striche blassere Farben als dieselben Körper in Masse. — Ein Theil des auffallenden Sonnenlichtes wird an der Vorderfläche des Körpers reflektirt, ohne eine Einwirkung von ihm erfahren zu haben. Dieses Licht, das weiß bleibt, ist es, welches dem Körper einen Glanz ertheilt.

Lambert hat ein Verfahren angegeben, um die Intensität des farbigen Lichtes, das von einem Körper zurückgeworfen wird, zu bestimmen. Er legte nähmlich auf ein schwarzes Papier einen rothen Körper, z. B. ein Stück Siegellak nebst

einem Streifen weißes Papier, und ließ sie vom Sonnenlichte gleich stark beleuchten. Während er das Siegellak mit bloßem Auge betrachtet, sieht er den weißen Streifen mittelst eines dreyseitigen Prisma an, und vergleicht dessen Roth mit dem Roth des Siegellaks. Erschien ersteres Roth lebhafter, als das des Siegellaks, so wurde ein minder weißes Papier gewählt, und damit so lange gewechselt bis man ein Weiß gefunden hat, welches eben so viel Roth zurückwirft, als das Siegellak, dann ist die Röthe des Siegellaks der Weiße des Papiers gleich; jedoch muß letztere wegen der unvollkommenen Durchsichtigkeit des Prisma um so viel größer angenommen werden, als das Prisma Licht absorbirt oder zerstreut. Kennt man nun die Weiße des Papiers, so ist auch die Röthe des Siegellaks bekannt. Auf ähnliche Weise verfährt man mit violetten Körpern. Rücksichtlich der im Innern des Spectrums sich zeigenden Farben gibt Lambert ein anderes schwieriges Verfahren an, dem das von Brandes vorgeschlagene vorzuziehen ist. Nach Brandes verschafft man sich mehrere Abstufungen von weißem und grauem Papier, legt den zu untersuchenden Körper auf das Papier von einer gewissen Weiße, und läßt auf beide zugleich die Farbe des Spectrums fallen, welche mit der des Körpers übereinstimmt; hierauf beobachtet man, ob beide gleich hell erscheinen, und wählt unter den Papieren dasjenige, welches im Spectrum eben so lebhaft wie der zu prüfende Körper sich darstellt. — Bringt man den Körper in andere Theile des Farbenbildes, so ist man auch im Stande die Menge anderer Farbenstrahlen, die er zurückwirft, zu bestimmen. Indessen können alle diese Bestimmungen nur oberflächlich ausfallen.

§. 72.

Farben der durchsichtigen Körper.

Unter den durchsichtigen farbigen Körpern finden wir rücksichtlich des zurückgeworfenen und des durchgelassenen Lichtes eine Verschiedenheit. Einige wie z. B. das gelbe Glas werfen dieselben Farbenstrahlen zurück, die sie durchlassen; andere hingegen haben die merkwürdige Eigenschaft, gewisse Farbenstrahlen zurückzuwerfen und andere durchzulassen; so läßt z. B. das weiße Knochenglas nur die tief rothen Strahlen hindurch,

und gibt fast alles übrige Licht zurück, so daß es selbst durch zurückgeworfenes Licht bläulich weiß erscheint; bläulich, weil wegen Mangel der durchgegangenen rothen Strahlen, das Blau verherrschend wird. Betrachtet man durch das Knochenglas weiße Gegenstände, so erscheinen sie feuerroth, weil von dem auffallenden weißen Lichte nur die tief rothen Strahlen durchgelassen werden; sind diese Gegenstände grün oder blau, so werden sie beinahe schwarz gesehen, zum Beweise, daß diese Farbenstrahlen nur sehr unvollkommen durchgehen. Dieselben Erscheinungen biethet eine dünne Schichte Milch dar. — Wasser, welches einige Zeit aus der Rinde des wilden Castanienbaumes die Säfte ausgezogen hat, erscheint im durchgelassenen Lichte schmutzig gelbbraun; sieht man es aber mittelst des an der Oberfläche zerstreuten Lichtes, so erscheint es blau oder violettlich blau; mithin werden hier die brechbarsten Strahlen zurückgeworfen, die am wenigsten brechbaren durchgelassen. So zerstreut Gold von dem auffallenden Sonnenlichte die gelben Strahlen, und läßt die grünen in die Masse eindringen, weswegen dünne Goldblättchen im zerstreuten Lichte gelb, im durchgelassenen grün erscheinen. Halley sah in der Taucherglocke, tief im Meere, Gegenstände, die von den durchs Wasser gehenden Sonnenstrahlen erleuchtet waren, hellroth gefärbt; dagegen erschien das Wasser an der Oberfläche des Meeres von grüner Farbe.

Die nächste Ursache der Farben bei den durchsichtigen Körpern ist, wie bei den der undurchsichtigen, in der Absorption zu suchen, welche die Lichtstrahlen während ihres Durchganges durch ein Mitttel erleiden. Die Folge dieser Absorption oder Verschluckung des Lichtes ist eine Abnahme seiner Intensität, die in einer geometrischen Progression vor sich geht, während die Dicke des Mittels in einer arithmetischen zunimmt (§. 19.) Setzt man die Menge des einfallenden Lichtes $=J$, und ist $J(1-\mu)$ die Menge, welche zurückbleibt, wenn das Licht die Einheit der Wege durchlaufen hat; so ist die übrig bleibende Lichtmenge nach dem Durchgange durch r Schichten $= J(1-\mu)^r$ oder auch $= Jy^r$, wenn man $1-\mu = y$ setzt. Bei diesem Gesetze wird vorausgesetzt, daß die Lichtstrahlen, nachdem sie eine Schichte des Mittels durchlaufen haben, nicht in einen Zustand versetzt werden, wo sie mit mehr Leichtigkeit die übrigen Schichten durchlaufen können.

Fallen z. B. 1000 rothe Strahlen auf ein grünes Glas, und wird daran in jeder Tiefe von $\frac{1}{10}$ Zoll der zehnte Theil verschluckt, so ist $J = 1000$, $\mu = \frac{1}{10}$; folglich $y = \frac{9}{10}$, und die Menge der rothen Strahlen

in der Tiefe von $\frac{1}{10}$ Zoll $= 0.9 . 1000 = 900$

" " " " $\frac{2}{10}$ " $= (0.9)^2 . 1000 = 810$

" " " " $\frac{3}{10}$ " $= (0.9)^3\ 1000 = 729$.

bei einer Dicke von einem ganzen Zoll würden nur noch 349 Strahlen durchgelassen.

Nach den Erfahrungen Herschels* werden alle Farbenstrahlen, ihre Brechbarkeit mag wie immer beschaffen seyn, nach dem eben angegebenen Gesetze in einem Mittel absorbirt; allein die verschluckende Kraft oder der Werth von y ändert sich mit der Natur des Mittels und mit der Brechbarkeit des Strahles, und hierin liegt der Grund der Farbenverschiedenheit der Körper, wenn sie vermittelst des durchgelassenen Lichtes gesehen werden.

Bezeichnet man mit J die Intensität der äußersten rothen Strahlen, die in einem weißen Strahl sich befinden, mit J' die nächsten von etwas größerer Brechbarkeit u. s. f., so ist die Intensität des weißen Strahls $= J, + J' + J''$, und die des durchgelassenen Lichtes in der Tiefe r

$$Jy^r + J'y'^r + J''y''^r$$

wo y, y' y'' die respektiven Werthe von y sind, die den verschiedenfarbigen Bündeln des weißen Strahls zukommen.

Hieraus ist ersichtlich:

1. Daß dieser Ausdruck niemahls Null werden kann, weshalb eine vollständige Absorption des Lichtes bei keiner endlichen

*) Herschels Verschluckung des Lichtes in nicht krystallisirten Mitteln, in seinem Werke vom Licht S. 242.

Dicke des Mittels möglich ist; allein wenn die Größe y, die ein ächter Bruch ist, für irgend einen Strahl sehr klein wird, so reicht schon eine mäßige Dicke hin, um sie unmerklich zu machen. So würden in dem vorigen Falle bei einer Dicke von 10 Zoll nur $(0.9)^{10} = 0.00003$ d. i. 3 Strahlen von 100,000 durchgelassen, was wohl der völligen Undurchsichtigkeit gleich kommt.

2. Ist das Mittel unendlich dünn, mithin r nahe = 0, so ist, wie auch immer seine Farbe (oder der Werth von y) beschaffen seyn mag, $y^r = 1$ d. h. es wird alle Farbenstrahlen ungeschwächt durchlassen, und daher farblos gesehen. So erscheinen alle dünnen Glasblasen aus gefärbtem Glase farblos, eben so auch die Dünste, und der Schaum von gefärbten Flüssigkeiten.

3. Bei sehr dunkel gefärbten Mitteln sind die Werthe von y für alle Farbenstrahlen sehr klein; wären sie für alle gleich groß, so würde das Mittel das durchgehende Licht nur schwächen, ohne es zu färben; allein bis jetzt kennt man kein Mittel, welches diese Bedingung streng erfüllte.

4. Ist die verschluckende Kraft eines Mittels auch nur im geringsten Grade für einige Farbenstrahlen stärker, als für die anderen; so kann man durch Vermehrung der Dicke eine oder mehrere dieser Farben zum Verschwinden bringen, und so dem durchgelassenen Lichte jede beliebige Färbung geben. Denn ist y auch nur ein wenig kleiner als y′, so läßt sich immer durch Vermehrung von r der Werth von y^r so klein machen, daß er rücksichtlich y'^r als verschwindend klein zu betrachten ist. Ein Beispiel von einer Änderung der Farbe durch Vermehrung der Dicke haben wir im Saftgrün, oder salzsauren Chrom, von dem man eine Auflösung zwischen zwei unter einem sehr spitzen Winkel gestellten Glasplatten bringt. Betrachtet man einen weißen Gegenstand durch den dünnsten Theil dieses Prisma, so erscheint er mit einer schönen grünen Farbe, die jedoch schwarzgelb, dann bräunlich und zuletzt blutroth wird, wenn man nach und nach durch die dickeren Theile der Flüssigkeit schaut. — Diese Flüssigkeit hat nämlich die Eigenschaft, das äußerste Roth, und das Grün leichter durchzulassen, als die andern Farben; Roth sogar noch leichter, als Grün; da jedoch das äußerste Roth ein sehr schwaches Licht ist, Grün hingegen lebhaft das Auge affizirt, so ist in dünnen Schichten die letzte Fär-

bung stark verwaltend, weswegen das Roth, obgleich es fast ganz durchgeht gar nicht merklich wird. In einer dickeren Schichte wird die stärkere Verschluckung der grünen Strahlen immer bemerkbarer, bis endlich die rothen mehr die Oberhand gewinnen, und bei einer gewissen Dicke fast allein durchgelassen werden.

5. Bezeichnet man mit x, y, z das Durchsichtigkeitsverhältniß mehrerer Mittel von den Dicken r, s, t für irgend einen Strahl des Spectrums, so ist, falls nichts an der Oberfläche zurückgeworfen wird, die Intensität dieses Strahls nach seinem Durchgange durch alle drey Mittel $= Jx^r\ y^s\ z^t$ und mithin wird die Intensität des weißen Lichtes, nachdem es durch alle drei Mittel gegangen ist, durch

$$Jx^r\ y^s\ z^t + J'\ x'^r\ y'^s\ z'^t\ \ldots$$

ausgedrückt. Hieraus ist zu ersehen, daß die Ordnung, in welcher die Mitttel auf einander folgen, ganz gleichgültig ist.

Die Menge der von einem Mittel absorbirten Strahlen, und somit die Beschaffenheit der Farbe ist auch von der Temperatur des Mittels abhängig; denn die Erfahrung zeigt, daß man durch bloße Temperaturänderung die Farbe mancher Stoffe ändern kann. Quecksilberoxyd und Zinober sind im kalten Zustande roth, im heißen beinahe schwarz, nehmen aber durch Abkühlung wieder ihre rothe Farbe an. Jodbley wird durch Erwärmung orangeroth, beim Erkalten gelb; das Zinnoxyd ist in der Kälte weiß, in der Hitze gelb. Flüssige salpetrige Säure verliert beim Erkalten immer mehr von ihrer rothen Farbe, und wird bei — 20° C ganz farblos.

Brewster machte (1832) die merkwürdige Entdeckung, daß Licht, welches durch salpetrigsaures Gas von strohgelber Farbe gegangen war, ein von vielen hundert dunklen Linien durchschnittenes Spectrum biethet, wenn man es auf die Art wie Frauenhofers homogenes Farbenbild hervorbringt. Diese Linien zeigen sich im Spectrum vom Lampenlichte deutlicher, als im Sonnenspectrum. Prof. Miller zeigte, daß auch andere Gase das durch sie gegangene Licht so modificiren, daß es Farbenbilder mit dunklen Linien gibt. So gibt Brom- und Joddampf eine Menge gleichweit abstehender Linien von genau identischer Lage. Diese Thatsachen unterstützen Herschels Vermuthung, daß die dunklen Linien im Spectrum des Sonnenlichtes durch atmosphärische Absorption entstehen.

§. 73.

Subjective Farbenerscheinungen.

Die bisher besprochenen Farbenerscheinungen haben ihren Grund in dem erleuchtenden Lichte, und in der Natur der erleuchteten Flächen, sie sind demnach unabhängig von dem betrachteten Subjecte; allein es gibt eine Klasse von Farbenerscheinungen, die nicht von jedem Subjekte an einer Fläche bemerkt werden, sondern nur von jenem, dessen Auge auf eine bestimmte Weise affizirt wird, und deren Ursache in der Beschaffenheit des Auges zu suchen ist. Sie werden subjective oder physiologische, und da sie rücksichtlich der betrachteten Körper nur als eine Zufälligkeit erscheinen, auch zufällige Farben genannt. Wenn man einen schwarzen Gegenstand z. B. einen Kreis, der auf einer weißen Fläche ruht, anhaltend bis zu einiger Ermüdung des Auges anschaut, hierauf das Auge ein wenig von diesem Gegenstande auf die ihn umgebenden weißen Flächentheile wendet, so sieht man sie lebhafter weiß, als die in größerer Entfernung liegenden, so daß der schwarze Kreis wie mit einem Lichtscheine umgeben erscheint. Betrachtet man auf gleiche Weise einen weißen Gegenstand auf einem grauen Grunde, so zeigt sich das Grau nahe an dem Gegenstande viel dunkler als auf der übrigen Fläche. Die Ursache dieser Erscheinungen liegt in der Beschaffenheit der Netzhaut, vermög welcher diejenigen Theile, welche einige Zeit durch ein lebhaftes Licht stark gereitzt worden sind, abgestumpft werden, so daß sie von einem schwächeren Lichte gar nicht, oder nicht in dem Grade affizirt werden können, als die übrigen Theile der Netzhaut; darum erscheinen die Theile des grauen Grundes, deren Bild auf die früher mehr gereitzten Stellen fällt, viel dunkler, und jene der weißen Fläche, deren Bild auf der Netzhaut an die fast gar nicht gereitzte, und daher ausgeruhte Stelle des schwarzen Kreises zu liegen kommt, viel glänzender weiß, als die andern Theile, die sich noch immer auf den dem stärkeren Lichtreitze ausgesetzten Stellen abbilden.

Hieher gehört auch die Erscheinung, daß, wenn man lange unverwandt ein gegen den hellen Himmel gerichtetes Fenster betrachtet hat, auch im geschlossenen Auge ein Bild des Fensters erblickt wird, wo aber das Kreuz hell, und die Scheiben dunkel sind. Denn das schwache Licht, welches beim geschlossenen Auge durch die Augenlieder dringt, wird nur äußerst schwach

diejenigen Theile der Netzhaut affiziren, an denen sich vorhin die hellen Fensterscheiben abbildeten; dagegen sind die Stellen, wo das Bild des dunklen Fensterkreuzes war, für den Eindruck des schwachen Lichtes recht empfänglich. Ein sehr reitzbares Auge sieht auch, wenn es offen ist, dieses falsche Bild auf einer matt erleuchteten Fläche sich darstellen.

Ähnliche Erscheinungen biethen sich dar, wenn man eine stark erleuchtete farbige Figur anhaltend mit einer Anstrengung betrachtet, als wenn man ihre kleinsten Theilchen wahrnehmen wollte, und hierauf das Auge gegen eine weiße Fläche richtet. Man erblickt das Bild der Figur auf der weißen Fläche, aber mit einer Farbe, welche zu der natürlichen Farbe der Figur complementär ist. Ist z. B. die Figur roth, so erscheint ihr Bild blaßgrün, ist sie hell gelb, so sieht man ihr Bild violett u. s. f. Die Erklärung ist verwandt mit jener, die hinsichtlich des Weiß und Schwarz gegeben ward. Die Theile der Netzhaut, auf welche bestimmte Farbenstrahlen z. B. die rothen bei Betrachtung der farbigen Figur anhaltend, und mit großer Intensität einwirkten, werden für diese Strahlengattung minder empfindlich; demnach wird bei dem Anblicke der weißen Fläche das Roth des weißen Lichtes, welches auf dieselben Theile der Netzhaut fällt, nur einen unmerklichen Eindruck machen, während die übrigen gelben, blauen und grünen Strahlen daselbst mit ihrer ganzen Stärke wirken; darum wird an dieser Stelle der Netzhaut der Eindruck dieser letzteren Farbenstrahlen vorherrschend bleiben, und so die Empfindung der Farbe, die das weiße Licht nach Hinwegnahme der rothen zu erzeugen vermag, nämlich die der grünen entstehen. Diese Erklärungsart findet in der Thatsache Bestättigung, daß, wenn man den gefärbten Gegenstand auf die angezeigte Weise nur mit einem Auge betrachtet, und indessen das andere verschlossen hält, eine mit beiden Augen angeschaute weiße Fläche nur von dem vorhin angestrengten in der Ergänzungsfarbe, von dem anderen aber in ihrer natürlichen weißen Farbe gesehen wird.

Hierin liegt auch der Grund der Sonnenbilder, die wir vor unseren Augen schwebend bemerken, nachdem wir in die untergehende Sonne gesehen haben. Beim Untergange ist das Sonnenlicht orangefarb; darum sind die Bilder blau oder purpurroth. Es erscheinen der Bilder mehrere, weil wir die Son-

ne wohl nicht mit der Ruhe betrachten, daß ihr Bild fortdauernd denselben Theil der Netzhaut treffen würde.

Farbige Schatten.

Wenn man in einem dunklen Zimmer von zwei gleich intensiven Lichtflammen, die eine vor ihnen liegende weiße Papierfläche erleuchten, einen undurchsichtigen Körper aufstellt, so daß er von beiden Flammen gleich weit entfernt ist, so entstehen an der Papierfläche zwei gleich graue Schatten; wird jedoch vor das eine Licht ein farbiges, z. B. ein rothes Glas gebracht, dann erscheint der von diesem Lichte erleuchtete Schatten von der Farbe des Glases, also roth, der andere aber von der complementären, mithin grün. — Zum Behufe der Erklärung dieser interessanten Erscheinung seyen A und B (Fig. 122.) die zwei Flammen, und M der schattenwerfende Körper, R der durch A, und G der durch B erhellte Schattenraum. Bringt man vor A das rothe Glas, so bekommt der Schattenraum R nur rothes Licht und daher auch eine rothe Färbung; aber auch in dem unbeschatteten Raume, wo das von A kommende Roth mit dem Roth des weißen Lichtes von B zusammenfällt, ist das rothe Licht vorherrschend; dieß macht, daß das Auge für den schwachen Eindruck der rothen Strahlen, die mit dem weißen Lichte vom Schattenraume G ins Auge gelangen, unempfindlich wird, und es ist gerade so, als wenn das Auge von dem Schattenraume G kein Roth erhielte, weswegen sich G von grüner Färbung zeigt.

Die gefärbten Schatten kann man auch beobachten, wenn man bei anfangender Dämmerung ein Kerzenlicht an das Fenster stellt. Wir sehen da auf einer weißen Fläche von jedem Gegenstande zwei Schatten, den einen, den das Sonnenlicht, den andern, den das Kerzenlicht gibt. Da das Kerzenlicht überall eine gelbliche Färbung verbreitet, und im Weiß des Sonnenlichtes auch gelb sich befindet, so wird das Auge durch das gelbe Licht zu sehr gereitzt und somit für die schwachen gelben Strahlen des vom Tageslichte erhellten Schattens nicht empfänglich, weshalb dieser Schatten blau, der andere nur von dem gelben Kerzenlichte beleuchtete gelb gesehen wird.

Auf diese Weise lassen sich die schönen blauen Schatten erklären, die sich bei der aufgehenden und untergehenden Sonne

im Freyen an weißen Flächen zeigen. Das Auge wird nämlich von dem orangefarbigen Sonnenlichte, das beim Auf- und Untergange vorherrschend ist, zu lebhaft affizirt, und da es deshalb für den schwachen Eindruck der gelben Strahlen, die von den grauen Schatten zurückgeworfen werden, nicht empfänglich ist; so bleibt nur der Eindruck der complementären blauen Farbe. Wenn das Sonnenlicht durch grüne Vorhänge oder durch eine grüne Fensterscheibe, und von einer anderen Seite weißes Tageslicht in ein Zimmer einfällt, dann bekommen alle vom weißen Lichte erhellten Schatten eine röthliche Färbung.

Eine merkwürdige subjective Farbenerscheinung wird beobachtet, wenn man folgenden zuerst von Th. Smith angegebenen Versuch anstellt: Man stelle seitwärts an ein Auge (A) ein Kerzenlicht, halte zwischen beide Augen die flache Hand, damit das andere Auge (B) beschattet bleibe, und blicke, während man 8 bis 12 Zoll weit vom Auge einen schmalen Streifen weißes Papier hält, nach einem weit entfernten Gegenstande, so sieht man den Papierstreifen doppelt, und zwar erscheint er dem beleuchteten Auge A blaugrün, dem beschatteten orangefarben. Durch das intensive Flammenlicht wird nämlich in A nicht nur die unmittelbar von demselben getroffene Stelle der Netzhaut, sondern indem die Wirkung auf andere Theile übergeht, auch jene Stelle, wo das Bild des Papierstreifens hinfällt, für das orangefarbige Licht unempfindlich gemacht, weswegen A nur ein blau grünes Bild sehen kann, während das Auge B den Papierstreifen von der Farbe des von ihm zurückgeworfenen orangefarbigen Kerzenlichtes erblickt. Auf ähnliche Weise erklärt Brewster die Erfahrung, daß Gegenstände im starken Lichte nicht in ihrer wahren Farbe erscheinen; ferner, daß man Gemählde durch zwei geschwärzte Röhren, die man vor die Augen hält, und dadurch alles auf die Netzhaut störend einwirkende Seitenlicht ausschließt, im vortheilhaftesten Lichte sieht; und auch die allgemein bekannte Erfahrung, daß Personen bei dem viel Roth enthaltenden Kerzenlichte eine vortheilhaftere Gesichtsfarbe als beim Tageslichte haben, und bei gewissen Zuständen der Atmosphäre, z. B. bei vorherrschendem dunkelblauen Gewölke, oder bei sehr intensivem Gaslichte ein kränkliches Aussehen bekommen. Pogg. XXVII. XXIX.

Bringt man vor eine dicke grüne Glasplatte einen Streifen weißen Papiers, so sieht man zwey Bilder desselben, das

eine vermög der Reflexion an der Vorderfläche, das andere vermög der Reflexion an der Hinterfläche; das erstere erscheint grün, das zweite aber roth. Die Ursache der rothen Färbung des hinteren Bildes mag wohl darin liegen, daß das von der Hinterfläche des dicken Glases reflectirte Licht eine geringe Intensität besitzt, und daher die in ihm befindlichen grünen Strahlen, wenn auch vorherrschend, dennoch das überall vom Grün stark gereizte Auge nicht mehr zu afficiren vermögen, weswegen nur der Eindruck der Ergänzungsfarbe bleibt.

Es gibt auch krankhafte Zustände im Auge, welche Täuschungen veranlassen; so findet man Menschen, die Dunkelblau und Hellroth nicht zu unterscheiden, andere die kein Roth, oder kein Grün wahrzunehmen vermögen, wieder andere, die alles grau sehen. Der berühmte Dalton konnte Blau und Nelkenbraun nicht unterscheiden; im prismatischen Farbenbilde sah er nur Gelb und Roth. Auch soll es Menschen gegeben haben, die alles verkehrt, und andere, die alles doppelt gesehen haben.

J. Plateau erklärt die angeführte Ansicht über die zufälligen Farben für unzureichend, und stellt eine andere auf, die im Wesentlichen darin besteht: Die durch farbige Strahlen gereizte Netzhaut leistet diesem Eindrucke zunehmenden Widerstand, und kehrt, nachdem der Eindruck aufgehört hat, in ihren normalen Zustand durch eine oscillatorische Bewegung zurück, deren Stärke der Dauer des gehabten Eindruckes proportional ist. Auch beschränkt sich die Einwirkung des Lichtes nicht allein auf die unmittelbar vom Lichte getroffene Stelle, sondern reicht über diese hinaus. Den, den wirklichen Farben entsprechenden Zustand der Netzhaut nennt Plateau den positiven. In Folge der oscillatorischen Bewegung, geht der Eindruck vom positiven zum negativen Zustande über, und fährt dann fort, mit abnehmender Intensität abwechselnd von einem Zustande in den entgegengesetzten zu übergehen, bis endlich der Normalzustand der Netzhaut wiederkehrt. Der Zwischenraum vom Aufhören des unmittelbaren Eindruckes bis zum Anfangedes des negativen Zustandes bestimmt die Dauer des Lichteindruckes; die negativen Phasen des Eindruckes bedingen das Phönomen der zufälligen Farben. Diese Ansicht, welche allerdings genügt, die Erscheinungen der zufälligen Farben zu erklären, unterstützt Plateau durch folgende Erfahrungen: 1) Nach anhaltender Betrachtung eines weißen Objektes stellt sich ein zufälliges schwarzes Bild ein. 2) Die subjektiven Farben heben die ihnen entsprechenden objektiven auf; denn sieht man anhaltend auf ein kleines Stück rothes Papier auf schwarzem Grunde, und wendet hierauf das Auge schnell gegen eine größere rothe Fläche, so erblickt man das Bild des rothen Stückchens schwärzlich ohne Roth; somit ist der direkte Eindruck des Roth durch den subjektiven des Grün aufgehoben. 3) So wie die zusammentreffenden complementären Farben Weiß geben, so geht aus dem Zusammentreffen der complementären objektiven Farben Schwarz hervor. Denn legt man ein Rechteck, dessen eine Hälfte roth, die andere grün gefärbt ist, auf einen dem starken Sonnenlichte ausge-

setzten schwarzen Grund, betrachtet sie alle Sekunden abwechselnd eine Minute lang, so wird das aus dem subjectiven Roth des grünen hervorgehende Bild mit dem aus dem subjectiven Grün des rothen Theils entstandenen zusammenfallen. Hält man nun plötzlich ein Tuch vor die Augen, so erscheint das Bild vollkommeu schwarz, und hat auf einer Seite eine rothe, auf der andern eine grüne Einfassung. (Baumgart. Zeitschrift n. F. III. 190.)

§. 74.

Optische Instrumente.

Die wichtigsten optischen Instrumente sind die Mikroscope und die Fernröhre; von diesen soll daher auch zuerst die Rede seyn.

Mikroscope

Sind Instrumente, welche kleine und nahe Gegenstände unter vergrößertem Gesichtswinkel und deutlich unserm Auge darstellen. Man unterscheidet einfache und zusammengesetzte Mikroscope. Ein einfaches besteht aus einer einzigen Linse; ein zusammengesetztes aus mehreren Linsen, oder aus Linsen und Spiegeln; im ersteren Falle heißt es ein dioptrisches, im letzteren ein catoptrisches Mikroscop.

Vom einfachen Mikroscope.

Wenn wir an einem sehr kleinen Gegenstande noch einzelne Theile unterscheiden wollen, so sind wir genöthigt, den Gegenstand ganz nahe an das Auge zu bringen, um jeden Theil unter einem hinreichend großen Gesichtswinkel zu sehen; allein für eine so geringe Entfernung vermag sich das Auge nicht anzupassen, folglich auch nicht den so nahe gehaltenen Gegenstand deutlich zu sehen, wiewohl es ihn vergrößert erblickt. Die Sammellinse setzt uns aber in den Stand den Gegenstand so groß zu sehen, als wenn er recht nahe am Auge wäre, und zugleich so deutlich, als wenn er sich in der deutlichsten Seheweite befände. Denn es sey AB (Fig. 86.) der Durchmesser eines Objects, das innerhalb der Brennweite einer Sammellinse steht, so ist bekannt, daß Strahlen durch die Linse dergestalt gebrochen werden, als kämen sie von einem größeren und weiter entfernten Objekte ab her. Ist nun der Abstand von AB richtig gewählt, so erscheint das Bild ab in der deut-

lichen Sehweite, folglich deutlich, und zugleich unter einem Gesichtswinkel aOb = AOB, als wenn es so nahe wäre, als das Object wirklich ist. Dieses leisten insbesondere solche Sammellinsen, deren Brennweite viel kleiner ist, als die deutliche Sehweite, und man nennet auch nur solche Linsen einfache Mikroscope. Beträgt die Brennweite einige Zolle, so heißt man sie Loupen, deren sich z. B. die Botaniker bei der Untersuchung der zarten Organe der Pflanzen, und auch die Uhrmacher bei ihren delikaten Arbeiten häufig bedienen.

Der Zweck des Mikroscops, so wie der des Fernrohrs, erfordert eine Einrichtung, wobei eine starke Vergrößerung ein hoher Grad der Deutlichkeit und Helligkeit des Bildes, dann auch ein großes Gesichtsfeld erreicht werden könnte; wir müssen daher alle Umstände, von denen diese Eigenschaften des Instrumentes abhängen, genau zu erforschen suchen.

Die Vergrößerung des einfachen Mikroscops findet man, wenn man untersucht, wie vielmal der Gesichtswinkel, unter welchem der Durchmesser des Gegenstandes dem freyen Auge in der deutlichen Sehweite erscheint, in dem Gesichtswinkel, unter dem man ihn mit dem Mikroscop sieht, enthalten sey. Der Quotient, den wir jederzeit m nennen wollen, ist die gesuchte Vergrößerung.

Ist die Dicke der Linse von der Art, daß man sie vernachläßigen kann, so sieht das nahe an der Linse befindliche Auge das Bild, als wenn es im optischen Mittelpunkte wäre, nämlich unter dem Gesichtswinkel aOb = AOB

Setzt man die deutliche Sehweite = h = Oc, den Abstand des Objectes OC wie gewöhnlich = a, und nennt z den Winkel unter dem das freye Auge den Gegenstand in dem Abstande h erblicken würde, so ist

$$\text{tang.}\,\frac{AOB}{2} = \frac{AB}{a} \text{ und}$$

$$\text{tang.}\,\frac{z}{2} = \frac{AB}{h}, \text{ mithin}$$

$$\frac{\text{tang.}\,\frac{AOB}{2}}{\text{tang.}\,\frac{z}{2}} = \frac{h}{a}$$

oder weil die kleinen Winkel ihren Tangenten proportionirt gesetzt werden können,

$$\frac{AOB}{z} = m = \frac{h}{a}$$

Weil aber $\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{p} - \frac{1}{a}$

so ist, wenn man berücksichtigt, daß $\alpha = h$, negativ seyn muß, indem hier $a < p$ ist.

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{p} + \frac{1}{h} \text{ mithin}$$

die Vergrößerung $m = \frac{h(h+p)}{hp} = \frac{h}{p} + 1$

d. h. die Vergrößerung durch ein einfaches Mikroskop ist gleich dem um eine Einheit vermehrten Quotienten aus der Brennweite in die deutliche Sehweite. Man nennt diese Vergrößerung nach dem Durchmesser die lineare, zum Unterschiede der Vergrößerung nach der Fläche, welche sich ergibt, wenn man die lineare zum Quadrate erhebt; die letztere ist es, die bei den gewöhnlichen Angaben der Vergrößerung durch Mikroscope verstanden wird.

Um die Rechnung bei den optischen Instrumenten zu erleichtern, wird gewöhnlich angenommen, daß man den Gegenstand dann deutlich sieht, wenn die von jedem Punkte ausgehenden Strahlen nach der Brechung durch die Linse in unter sich parallelen Richtungen in das Auge eintreten. Dieß wird offenbar nur dann Statt finden, wenn das Object in der Brennweite der Linse steht, also wenn $a = p$ ist; dann aber hat man

$$m = \frac{h}{p}$$

ein Resultat, das nur wenig von dem vorigen verschieden ist. Aus dem Ausdrucke für die Vergrößerung ist ersichtlich:

1. Daß dieselbe Linse für ein weitsichtiges Auge mehr, für ein kurzsichtiges weniger vergrößert als für ein gesundes.

2. Daß eine Linse desto mehr vergrößert, je kürzer ihre Brennweite ist. Hat eine Linse eine Brennweite von 1 Zoll, so ist die Vergrößerung $= 10 + 1 = 11$ für ein gesundes Auge, dessen Sehweite 10 Zoll beträgt; aber nur $5 + 1 = 6$, wenn das kurzsichtige Auge nur eine Sehweite von 5 Zoll hat; dagegen $20 + 1 = 21$, falls das Auge in der Weite von 20 Zoll am deutlichsten sieht. Würde die Brennweite nur 1 Linie betragen, so erhielte man die Vergrößerung 121 für die gewöhnliche Sehweite,
61 für das kurzsichtige
241 für das weitsichtige Auge.

Man hat auch Linsen, deren Brennweite kaum $\frac{1}{2}$ Linie groß ist, und die daher 240 mal im Durchmesser vergrößern. Indessen ist wohl zu beachten, das die Stärke der Vergrößerung nicht einzig den Werth des Mikroscops bestimmt, und daß die Deutlichkeit eine besonders zu berücksichtigende Eigenschaft ist.

Zur Erlangung der Deutlichkeit ist es nöthig, daß die Linse vollkommen sphärische Krümmungen habe, die Halbmesser derselben in dem Verhältnisse genommen werden, wobei die Abweichung nahe ein Minimum wird, eine Eigenschaft, die bei so kleinen Krümmungshalbmessern, wo der geringste Fehler von Einfluß wird, nicht leicht zu erreichen ist. Auch muß man die Randstrahlen durch eine Fassung abhalten, und zwar desto mehr, je stärker die Krümmung der Linse ist.

Die Farbenzerstreuung wird bei einfachen Mikroscopen nicht aufgehoben, weil das Achromatisiren der Linsen von so kurzer Brennweite großen Schwierigkeiten unterliegt; auch ist die Wirkung der Farbenzerstreuung nicht sehr bedeutend, da das Auge ganz an der Linse anliegt, wo die Strahlen noch wenig divergiren. Dennoch wird die Deutlichkeit auffallend erhöhet, wenn man das Object bei einfarbiger Beleuchtung betrachtet, oder die chromatische Abweichung dadurch vermindert, daß man die Linsen aus einem Stoffe verfertigt, der bei einem großen Brechungsvermögen ein kleines Farbenzerstreuungsvermögen besitzt, wie dieß bei den Edelsteinen der Fall ist, weswegen auch Linsen aus Saphir und Diamant sehr empfehlungswerth sind. Indessen verfertigen schon einige optische Künstler, wie Plößl in Wien auch achromatische Loupen.

Die Helligkeit des Bildes hängt ab, einmal von der

Erleuchtung des Objectes, und dann von der Größe der Öffnung des Mikroscops.

Eine hinreichend starke Erleuchtung des Objectes sucht man durch einen unter dem Objecte angebrachten Hohlspiegel, der das Licht der Sonne oder einer Lampe dem Gegenstande zuführt, zu bewirken; auch bedient man sich eigener (metallener) Hohlspiegel, die man an die Rückseite der Fassung der Linse ansteckt, damit sie das die Linse verfehlende Licht auf den Gegenstand zurückwerfen. Sie heißen Lieberkühnsche Spiegel, und sind vorzüglich bey opaken Objecten vortheilhaft.

Welchen Einfluß die Öffnung der Linse auf die Helligkeit des Bildes habe, erkennt man leicht, wenn man bedenkt, daß diese Helligkeit sich nach der Menge der Strahlen richtet, die von jedem Punkte des Objectes ins Auge gelangen, und daß das freye Auge beim Anschauen des Objectes von jedem Punkte nur einen Lichtkegel erhält, der die Pupille zur Basis hat; dagegen in dem Falle, wo es das Object mittelst der Linse betrachtet, und einen jeden auf die Linse auffallenden Strahl bekommt, die Basis des ins Auge eintretenden Lichtkegels die Linsenöffnung ist. Demnach wird die Helligkeit im letzteren Falle, die H heißen mag, jene des ersteren Falls, die wir die natürliche Helle nennen, und gleich der Einheit setzen wollen, in dem Verhältnisse übertreffen, in welchem die Fläche der Linsenöffnung größer, als die Fläche der Pupille ist. Ist x der Öffnungshalbmesser der Linse, und ω jener der Pupille, so wäre offenbar $H = \frac{x^2}{\omega^2}$, falls das Bild auf der Netzhaut mittelst der Linse so groß, wie ohne sie, erscheinen würde. Allein das Bild auf der Netzhaut ist, im Falle das Object durch die Linse gesehen wird, m^2 mal größer, als wenn man es mit dem freyen Auge anschaut, also wird auch das vom Gegenstande ausgehende Licht auf eine m^2 mal größere Fläche ausgebreitet, und darum die Helligkeit in demselben Verhältnisse vermindert; deshalb ist

$$H = \frac{x^2}{m^2 \omega^2}.$$

Der Werth von ω wird 0.05 Zoll, oder nach Prechtl = 0.03 Z. angenommen, und da für das einfache Mikroscop

$$m = \frac{h}{p}$$, so ist seine Helligkeit

$$H = \frac{p^2 x^2}{0.0009 h^2};$$

oder wenn h = 10 Z. gesetzt wird,

$$H = \frac{p^2 x^2}{0.09}.$$

Man sieht, daß die Helligkeit zunimmt:

a) mit der Größe der Linsenöffnung; doch darf die Erweiterung der Öffnung nur so weit Statt finden, als dadurch die Kugelabweichung nicht zum Nachtheil der Deutlichkeit vermehrt wird;

b) mit der Brennweite der Linse; allein damit nimmt die Vergrößerung des Mikroscops ab, daher läßt sich bei starken Vergrößerungen, wo die Brennweite kurz und wegen der starken Krümmungen die Öffnung klein seyn muß, die hinreichende Helligkeit nur durch eine sehr starke Erleuchtung des Objectes erzielen.

Könnte man das Auge in den optischen Mittelpunkt O bringen, so wäre das Gesichtsfeld, oder die Größe des Gegenstandes, welchen das Auge auf einmal übersieht, ganz unbestimmt; aber durch die Dicke der Linse, und die Unmöglichkeit, das Auge nach O zu bringen, wird es vermindert, und dieß desto mehr, je kleiner die Öffnung der Linse ist, und je weiter das Auge vom Glase sich entfernt. Daraus folgt, daß bei starken Vergrößerungen, wo die Öffnung nur klein seyn darf, auch das Gesichtsfeld klein erscheint.

Die Linsen von Saphir, und besonders von Diamant haben vor den Glaslinsen nicht nur wegen der größeren Deutlichkeit ihrer Bilder den Vorzug, sondern es ist bei gleichen Krümmungen auch die Vergrößerung stärker, als bei Glaslinsen; denn nimmt man die Halbmesser beider Oberflächen gleich, so ist die Brennweite

$$p = \frac{f}{2(n-1)}$$ mithin ist

für eine Diamantlinse $$p = \frac{f}{2(2.487-1)} = \frac{f}{2.97};$$

Saphirlinse $$p = \frac{f}{2(1.79-1)} = \frac{f}{1.56}$$

$$\text{Glaslinse } p = \frac{f}{2(1.54-1)} = \frac{f}{1.1}$$

Folglich stehen bei gleichen Krümmungen die Vergrößerungen dieser drey Linsen nahe in dem Verhältnisse 29: 15: 11. Bei gleichen Vergrößerungen sind die Krümmungen der Saphir- und noch mehr die der Diamantlinsen kleiner, als jene der Glaslinsen; deshalb vertragen sie eine größere Öffnung, wodurch die Helligkeit erhöhet, und das Gesichtsfeld erweitert wird. Wegen der mühsamen und umständlichen Bearbeitung der Diamantlinsen, ferner wegen des unsicheren Erfolges, indem sich beim Schleifen oft verborgene im Stein liegende Fehler zeigen, und nun der Verlust zu bedeutend ist, sind die Diamantlinsen in sehr hohen Preisen, und man zieht es deswegen vor, mikroscopische Linsen aus Saphir zu verfertigen. Die bläuliche oft ins Violette spielende Farbe dieses Steines soll dabei mehr vortheilhaft als nachtheilig wirken. Pritschard, dessen Edelsteinlinsen in großem Rufe stehen, hat auch eine Anweisung über ihre Verfertigung bekannt gemacht.

Auch kleine Glaskügelchen lassen sich als Mikroscope brauchen; man erhält sie, wenn man einen feinen Glasfaden in eine Stichflamme hält, und das sich bildende Knöpfchen abbricht. Auch ein Wassertropfen, der entweder in einer Glaskugel, oder auf einer mit einem kleinen Loche versehenen Metallplatte sich befindet, kann zur Vergrößerung gebraucht werden. Tropfen von Weingeist, Schwefelsäure sind noch vortheilhafter, weil sie das Licht mehr brechen, aber weniger zerstreuen, als Wasser (§. 57.); sie gestatten deswegen größere Öffnungen, und geben deutlichere Bilder. Auch Fischaugen werden nach Brewster mit Vortheil angewendet.

Bei Kugeln muß das Object zu nahe an die Kugel gebracht werden, weswegen die einzelnen Theile desselben, die in verschiedenen Abständen liegen, nicht gleich deutlich erscheinen können.

§. 75.

Zusammengesetzte Mikroscope.

I. Bey starken Vergrößerungen ist es in mehrerer Rücksicht vortheilhaft, sich zusammengesetzter Mikroscope zu bedienen, deren einfachste Gattung aus zwei sich berührenden Sammellinsen besteht. Es seyen die beyden Linsen M und N (Fig. 123.); das Object, dessen Durchmesser AB seyn soll, stehe innerhalb der Brennweite der ersten Linse M. In diesem Falle werden die Strahlen nach ihrer Brechung in M auf die zweite Linse N so auffallen, als wäre das Bild A'B' der Gegenstand. Dieses Bild A'B' muß innerhalb der Brennweite von N, und zwar in einem solchen Abstande stehen, daß sich das der zweiten Linse entsprechende Bild A"B" dem hart an ihr ruhenden Auge in der deutlichen Sehweite darstellt; dieß findet

Statt, wenn die von jedem Punkte des Objects kommenden Strahlen nahe parallel mit einander ins Auge treten, also wenn A′B′ beinahe in der Brennweite der letzten Linse steht.

Die in parallelen Richtungen auffallenden Strahlen werden durch die Sammellinse M convergirend gemacht, und diese Convergenz wird durch die zweite Sammellinse noch mehr vermehrt, so daß die Strahlen weit früher zur Vereinigung kommen, als es bei einer Linse geschehen wäre. Hieraus folgt, daß die Vereinigunsweite der parallelen Strahlen, d. i. die Brennweite, bei dieser Linsenverbindung kleiner seyn muß, als sie bei einer der Bestandlinsen ist. — Die Vergrößerung, die durch dieses zusammengesetzte Mikroscop erzeugt wird, ist offenbar dieselbe, wie die einer einfachen Linse, welche eine Brennweite, wie diese Doppellinse hat; allein da die Krümmungshalbmesser der Oberflächen der Bestandlinsen wegen ihren größeren partiellen Brennweiten größer sind, als bei einem eben so stark vergrößernden einfachen Mikroscope, so verträgt diese Linsenverbindung eine größere Öffnung, und gewährt somit mehr Helligkeit, ein weiteres Gesichtsfeld, und wegen der verminderten Kugelabweichung, auch mehr Deutlichkeit.

Eine Verbindung von drey sich berührenden Linsen verschafft in Beziehung auf Öffnung und Helligkeit noch größere Vortheile, als die doppelte Linse.

Chevalier machte die Linsen M und N (Fig. 124.) planconvex, und kehrte ihre convexen Flächen gegen einander; dadurch wird bei einem richtigen Verhältnisse der Krümmungshalbmesser die sphärische Abweichung vermindert. Er gab diesem Mikroscope auch die Einrichtung, wobei sich das Bild auf einem matten Glase, oder auf einem durchscheinenden Papiere darstellt, und daselbst abgezeichnet werden kann. Das stark erleuchtete Object wird zu diesem Zweck in einen solchen Abstand vor dem Linsenapparate gestellt, daß das Bild A′B′ etwas von der Brennweite der zweiten Linse hervorgebracht, und so die Entstehung eines vergrößerten Bildes hinter dieser Linse veranlaßt wird. Allein bevor die Strahlen sich zu einem Bilde vereinigen, werden sie mittelst eines dreiseitigen und gleichschenkligen Prisma CED (wo DCE $= 90°$ und CE $=$ DC) aufgefangen, und von der mit Papier überzogenen Fläche DE gegen CD reflektirt, so daß man auf einem matten Glase oberhalb CD das Bild sehen und abzeichnen kann.

II. Das gewöhnliche zusammengesetzte Mikroscop besteht aus zwei von einander getrennten Sammellinsen. Das Objectiv M (Fig. 125.) von der Brennweite p, erzeugt von dem Objecte AB, dessen Abstand a etwas größer als p ist, ein vergrößertes und verkehrtes Bild A′B′ in der Vereinigungsweite

der Strahlen = α. Dieses Bild wird mittelst einer mikroscopischen Linse von der Brennweite p', die man das Ocular nennt, angeschaut, und wie im einfachen Mikroscope sein Bild A"B" unter einem vergrößerten Gesichtswinkel in der deutlichen Sehweite = h gesehen.

Die Bequemlichkeit beim Gebrauche erfordert, daß der Gegenstand in keinem großen Abstande von der Objectivlinse sich befinde; da er aber jederzeit außerhalb der Brennweite stehen muß, so darf man sich nur der Objective von kurzen Brennweiten bedienen.

Um das ganze Gesichtsfeld zu übersehen, muß sich das Auge in dem Punkte O" befinden, wo sich alle Hauptstrahlen der im Gesichtsfelde liegenden Punkte vereinen. Da beim deutlichen Sehen die aus der Ocularlinse austretenden, und einem Punkte angehörenden Strahlen nahe in parallelen Richtungen in das Auge O" kommen, so ist NO" als parallel zu B"O' und PO" als parallel zu A"O' anzunehmen, somit ist der Gesichtswinkel NO"P = A'O'B' = A"O'B" = ψ d. h. das Auge sieht in O" das Bild beinahe unter demselben Sehwinkel, als wenn es sich in dem optischen Mittelpunkte O' befände.

Die Linsen müssen in einer Röhre, die zur Abhaltung alles Seitenlichtes inwendig geschwärzt ist, aufgestellt werden. An dem Orte, an welchem sich das vom Objectiv erzeugte Bild befindet, muß ein Diaphragma (ein kreisförmiger Ring) angebracht werden, um alles fremdartige Licht abzuhalten, das durch Zurückstrahlung von den Glasflächen und den Wänden des Rohrs an den Gränzen des Bildes erzeugt wird, und die Deutlichkeit stört. Seine Öffnung gleicht der Größe des Bildes, denn eine größere würde das falsche Licht nicht ganz ausschließen, und eine kleinere das Gesichtsfeld unnöthig verengen.

Die Vergrößerung ergibt sich, wenn man bedenkt, daß die kleinen Sehwinkel ϕ und ϕ', unter denen die Durchmesser AB und A'B' bei gleichen Umständen gesehen würden, sich so verhalten, wie die absoluten Größen dieser Durchmesser d. i.

$$\frac{\phi'}{\phi} = \frac{A'B'}{AB};$$

aber aus der Ähnlichkeit der Dreyecke AOB und A'OB' folgt:

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{OC'}{OC} = \frac{\alpha}{a}; \text{ also auch}$$

$$\frac{\phi'}{\phi} = \frac{\alpha}{a}.$$

Da A'B' als Object rücksichtlich des Oculars zu betrachten ist, und dieses wie ein einfaches Mikroscop wirkt

$$\text{so ist: } \frac{\psi}{\phi'} = \frac{h}{p'}, \text{ folglich}$$

$$\text{die Vergrößerung } \frac{\psi}{\phi} = m = \frac{\alpha}{a} \cdot \frac{h}{p'},$$

und die Länge des Instruments $L = \alpha + p'$

Aus diesen Ausdrücken ist zu ersehen:

a) durch Annäherung des Gegenstandes an die Objectivlinse, wobei a abnimmt und α wächst, könnte die Vergrößerung beliebig gesteigert werden; nur müßte man dem Mikroscope eine Einrichtung geben, die es möglich machen würde, nicht nur das Tischchen, worauf das Object ruht (Objectenträger genannt) dem Objectivglase langsam zu nähern, sondern auch das Okular beliebig weit vom Objective zu entfernen. Eine auf die Art erzeugte starke Vergrößerung würde eine beträchtliche Verlängerung des Instrumentes erfordern, die, nebst mehreren anderen Nachtheilen, dessen Handhabung sehr erschweren möchte. Man gibt daher dem Mikroscope eine bestimmte, zum Gebrauche bequeme Länge, für welche man, wenn die Brennweiten des Objectes und des Oculars bekannt sind, die Werthe von α und a, und damit die stärkste Vergrößerung leicht berechnet. Gewöhnlich wird dem Diaphragma in der Vereinigungsweite, welche dieser stärksten Vergrößerung entspricht, eine feste Stellung gegeben.

b) Man kann sich bei demselben Objective verschiedener Oculare bedienen, und so verschiedene Vergrößerungen bewirken. Der Werth von m nimmt zu, wenn die Brennweite des Okulars kürzer wird.

c) Auch bei demselben Ocular und unverändert bleibender Länge des Mikroscops lassen sich verschiedene Vergrößerungen dadurch hervorbringen, daß man Objective von verschiedenen Brennweiten anwendet; denn offenbar muß, wenn α, h und p' constant bleiben, der Werth von m desto mehr wachsen, je mehr a abnimmt; aber aus der

Formel $\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{p} - \frac{1}{a}$ folgt, daß bei constantem Werthe von α die Größe a nur dann abnimmt, wenn auch die Brennweite p kleiner wird. Demnach wächst die vergrößernde Kraft des Mikroscops, bei übrigens gleichen Umständen im umgekehrten Verhältnisse mit der Brennweite der Objectivlinse. Da beim Gebrauche verschiedener Objective der Gegenstand eine verschiedene Entfernung von der Objectivlinse haben muß, so muß die Einrichtung getroffen werden, daß das Tischchen mit dem Objecte, oder die Röhre mit den Gläsern, beweglich gemacht werde, um entweder das Object dem unbeweglichen Objectivglase, oder das Objectiv dem feststehenden Tische so weit nähern und entfernen zu können, als nöthig ist, damit jederzeit das vom Objectiv erzeugte Bild in das Diaphragma falle.

Bei den größeren Mikroscopen von Plößl besteht der Objectenträger aus zwey übereinander befindlichen durchbohrten Platten, wovon die untere feststeht, die obere aber mittelst Schrauben nach zwei Richtungen beweglich ist, die einen rechten Winkel einschließen, und zur Erzeugung einer jeden in einer Ebene möglichen Bewegung hinreichen. Auf diese Art setzt man sich in den Stand, den Gegenstand nach seiner ganzen Ausdehnung zu betrachten, ohne das Bild aus der Gesichtsweite zu verlieren. Das Tischchen soll eine horizontale Lage haben, damit auch flüßige Objecte betrachtet werden können.

Hat man bei einem Instrumente mehrere Oculare, und mehrere Objective, so pflegt man sie zu numeriren, und bezeichnet die schärfste d. i. die am stärksten vergrößernde Linse mit der höchsten Numer. — Sollten sie nicht numerirt seyn, so erkennt man die Grade der Schärfe aus ihren Öffnungen, indem diese desto kleiner werden, je mehr die vergrößernde Kraft der Linse wächst.

2. Es ist wie man sieht, nicht so schwierig, bei einem Mikroscope starke Vergrößerungen anzubringen, wohl aber wird eine nicht gewöhnliche Geschicklichkeit des optischen Künstlers erfordert, um bei einer starken Vergrößerung auch ein großes Gesichtsfeld, und eine solche Klarheit und Deutlichkeit zu erzielen, daß auch die kleinsten Theile des Objectes rein und scharf begränzt wahrgenommen werden.

Sind AP und BN die äußersten Hauptstrahlen, die noch durch das Ocular durchzugehen vermögen, so ist AC = z der Halbmesser des halben Gesichtsfeldes, und die Öffnung des Oculars O′P, die sie haben muß, um alles innerhalb dieses Gesichtsfeldes liegende zu übersehen, heißt die **Öffnung** we-

gen des Gesichtsfeldes, und ist immer ein Bruchtheil ($=\omega'$) der Brennweite p', also $O'P = \omega' p'$ Nennt man den Winkel $AOC = \phi$, so ist:

$$z = a\phi, \text{ und tang. } \phi = \frac{O'P}{OO'}, \text{ oder}$$

$$\phi \text{ nahe} = \frac{O'P}{OC' + C'O'} = \frac{\omega' p'}{\alpha + p'} =$$

$$\frac{h\omega' p'}{h\alpha + hp'} = \frac{h\omega'}{\frac{h\alpha}{p'} + h}$$

und weil $ma = \dfrac{h\alpha}{p'}$, so hat man

$$\phi = \frac{h\omega'}{ma + h}$$

woraus sich ergibt, daß das Gesichtsfeld desto größer wird, je größer die Öffnung des Oculars, und je kleiner die vergrößernde Kraft des zusammengesetzten Mikroscops wird.

3. Das Auge wird, wie bereits bemerkt wurde, das Gesichtsfeld übersehen, wenn es sich in dem Punkte (O'') befindet, wo sich sämmtliche Hauptstrahlen der im Gesichtsfelde liegenden Punkte vereinen. Weil aber alle diese Strahlen durch den optischen Mittelpunkt des Objectivs O durchgehen, so ist es gerade so, als würden sie von dem Punkte der Axe O auf das Ocular gelangen, weswegen ihre Vereinigungsweite $O'O''$ aus der Formel

$$\frac{1}{O'O''} = \frac{1}{p'} - \frac{1}{OO'} \text{ gefunden wird;}$$

$$\text{es ist } O'O'' = \frac{p' OO'}{OO' - p'} = \frac{p'(\alpha + p')}{\alpha};$$

$$\text{da aber } m = \frac{h\alpha}{p'a} \text{ und folglich } \alpha = \frac{mp'a}{h},$$

$$\text{so ist } O'O'' = \frac{p'\left(\frac{mp'a}{h} + p'\right)}{\frac{mp'a}{h}} = \frac{p'(ma + h)}{ma},$$

$$\text{oder } O'O'' = p'\left(1 + \frac{h}{ma}\right);$$ da aber $\frac{h}{ma}$ nur einen kleinen Werth hat, so ist $O'O''$ nahe $= p'$

Der Ort des Auges wird durch einen mit einer runden Öffnung versehenen Deckel des Oculars berücksichtiget. — Die merkliche Größe der Pupille setzt das Auge in den Stand, auch dann noch, wenn es sich nicht genau im Punkte O'' befindet, das ganze Gesichtsfeld zu umfassen.

4. Zur Erlangung der größtmöglichsten Deutlichkeit soll die Objectivlinse aplanatisch seyn. Sie wird im Wesentlichen nach denselben Grundsätzen construirt, wie ein aplanatisches Objectiv bei den Fernröhren (§. 63.), man hat nur zu berücksichtigen, daß bei einem Fernrohr die Strahlen von einem unendlich entfernten Gegenstande, also unter sich parallel, auf das Doppelobjectiv fallen, und in dessen Brennpunkte vereinigt werden, während bei einem Mikroscope das Umgekehrte Statt findet, indem hier die Strahlen nahe vom Brennpunkte des Objectivs ausgehen, und folglich fast parallel aus demselben heraustreten. Man wird sich also der Wahrheit sehr nähern, wenn man dieselben Dimensionen, welche die Rechnung für das Doppelobjectiv eines Fernrohrs aufstellt, auch für das eines Mikroscops annimt; nur muß, wie man leicht einsieht, das Objectiv bei dem Mikroscope mit der Flintglaslinse, bei dem Fernrohr aber, mit der Crownglaslinse gegen den Gegenstand gekehrt werden.

Wegen der kleinen Brennweite des Doppelobjectivs eines Mikroscops sind die Dimensionen seiner Bestandlinsen sehr klein, weswegen die Ausführung solcher Linsen großen Schwierigkeiten unterliegt, so daß man bei sehr kurzen Brennweiten eine vollständige Aufhebung beider Abweichungen niemals erwarten darf. Um jedoch auch bei sehr kleinen Brennweiten, und daher starken Vergrößerungen einen hohen Grad der Deutlichkeit zu erreichen, pflegt man in der neuesten Zeit zwei oder gar drey möglichst gut achromatisirte Doppellinsen auf die Art,

wie bei dem ersten zusammengesetzten Mikroscop unmittelbar über einander zu schrauben; sie vertreten die Stelle einer einzigen Linse von kurzer Brennweite, und gewähren, nebst größerer Helligkeit, eine Erstaunen erregende Reinheit und Deutlichkeit der Bilder, wie man sich bei Amicis und Plößls Mikroscopen überzeugen kann. — Der einzige Umstand ist dabei unangenehm, daß man bei den stärksten Vergrößerungen, zu denen drey Doppellinsen verbunden werden, das Object sehr nahe an die äußerste Linse stellen muß. — Werden mehrere Objective über einander geschraubt, so muß es in der vom Künstler angegebenen Ordnung geschehen.

5. Es ist bereits bemerkt worden, daß das Ocular als ein einfaches Mikroscop dient, darum muß es auch nach den Regeln, welche die Theorie für solche Mikroscope aufstellt, eingerichtet seyn; nur darf es keine so kurze Brennweite haben, wie ein einfaches Mikroscop; denn eine kurze Brennweite nöthigt 1) zu einer kleinen Öffnung, die sowohl das Gesichtsfeld als die Helligkeit vermindert 2) verursacht sie, daß das Ocular zu starke Vergrößerungen bewirkt, und diese müssen beim Ocular aus dem Grunde vermieden werden, weil mit zunehmender Vergrößerung auch die beiden Abweichungen, welche in dem vom Objectiv gemachten Bilde übriggeblieben sind, vermehrt, und dadurch die Undeutlichkeit des Bildes gesteigert wird. Dem Ocular kann ein desto größerer Antheil der Vergrößerung überlassen werden, je vollkommener das Objectiv ist; darum gestatten aplanatische Objective viel schärfere Oculare als die gewöhnlichen. — Die mittelst des Mikroscops gesehenen Bilder würden sich durch keine besondere Deutlichkeit auszeichnen, wenn man nicht auch bei dem Ocular die chromatische und sphärische Abweichung aufhöbe, oder wenigstens auf ein Minimum brächte. Zu diesem Behufe könnte man beim Ocular dieselbe Methode anwenden, deren man sich zur Hebung beider Abweichungen beim Objective bedient; allein wegen der Kleinheit der Brennweite müßten die Krümmungen der Bestandlinsen eines solchen aplanatischen Oculars zu stark werden, was aber eine sehr geringe Öffnung, und somit ein gar zu kleines Gesichtsfeld zur Folge hätte. Man macht von dieser Einrichtung um so weniger einen Gebrauch, als man durch Oculare, die aus zwei und mehreren Linsen aus demselben Glase zusammen gesetzt sind, denselben Zweck erreichen kann.

Die sphärische Abweichung vermindert man dadurch, daß man statt einer einfachen Linse eine eben so stark vergrößernde Verbindung von zwei Linsen gebraucht; denn indem jede derselben eine größere Brennweite, und daher eine kleinere Krümmung hat (sieh §. 75. 1.), so gewährt das Doppelocular nicht nur die Vortheile einer größeren Öffnung, und eines größeren Gesichtsfeldes, sondern es ist auch mit einer kleineren Kugelabweichung behaftet, als ein einfaches Ocular von gleicher vergrößernder Kraft. Setzt man das Doppelocular aus Linsen von der besten Form, oder aus planconvexen, mit der Krümmung gegen das Objekt gewendeten Linsen zusammen, und bedeckt überdieß fast die halbe Öffnung mittelst der Fassung, so wird die sphärische Abweichung der Deutlichkeit keinen Eintrag thun.

Durch eine zweckmässige Entfernung der beiden Linsen des Doppeloculars kann auch die chromatische Abweichung aufgehoben werden, wie man aus folgender Betrachtung ersehen kann. Ein jeder durch das achromatische Objektiv durchgehende Strahl, er mag durch die Mitte, oder durch einen andern Theil durchgehen, z. B. BE (Fig. 126.) gelangt auf die Linse E, ohne in die prismatischen Farben zersetzt zu werden; allein die Linse E bringt eine Farbenzerstreuung hervor, wodurch der rothe, als der weniger brechbare, in der Richtung Er, der violette aber nach der Richtung Ev gebrochen wird. Fängt man diese Strahlen vor ihren Vereinigungspunkten v und r mittelst einer zweiten Linse N auf, so wird die vordere Fläche dieser Linsen vom rothen Strahle in m, und vom violetten in n getroffen, mithin tritt der rothe weiter von der Axe in die Linse N ein, als der violette. Da aber wegen der Gestalt der Linse, die weiter von der Axe eintretenden Strahlen eine stärkere Brechung zur Axe erleiden, als die der Mitte näher liegenden, so kann dadurch die geringere Brechbarkeit des rothen Strahles ersetzt, und demnach bewirkt werden, daß er aus der Linse N parallel mit dem violetten Strahle austritt. Dieser Parallelismus der äußersten Strahlen, welcher die Aufhebung der chromatischen Abweichung zur Folge hat, hängt von der Entfernung der beiden Linsen in Beziehung auf ihre Brennweite ab; denn ist diese Entfernung größer, so liegen die Punkte m und n, an denen die beiden Farbenstrahlen in die Linse treten, weiter aus einander, und der Unterschied in der Brechung beyder Strahlen wird wegen der Gestalt der Linse größer. Man

läßt durch Vermehrung der Entfernung diesen Unterschied so lange wachsen, bis er dem Unterschiede der Brechung wegen der verschiedenen Brechbarkeit dieser Strahlen gleich wird. Die Linse E wird Collectivlinse genannt; ihre Entfernung von der zweiten Linse N kann so groß ausfallen, daß das Bild, welches das Objektiv hervorbringt, zwischen beide Linsen fällt. Sämmtliche Linsen eines Mikroscops müssen so aufgestellt werden, daß ihre Axen in eine einzige gerade Linie fallen.

6. Da man das stark vergrößerte Bild nur dann mit Vortheil brauchen kann, wenn es noch hinreichende Lichtstärke besitzt, so ist der Beleuchtungsapparat ein sehr wichtiger Theil eines zusammengesetzten Mikroscops. Zur Beleuchtung durchsichtiger Körper gebraucht man einen nach allen Seiten beweglichen Hohlspiegel, welcher unter dem Tische sich befindet, und das Licht heller Wolken, oder einer Lampe, (aber nie direktes Sonnenlicht) gesammelt auf das Objekt wirft. Bei starkem Tages- oder Lampenlichte, und nicht starken Vergrößerungen gewährt das direkt auf das Objekt fallende Licht eine hinreichende Helligkeit des Bildes; in diesem Falle wendet man dem Objekte die geschwärzte Rückseite des Hohlspiegels zu, um nicht durch das dem Gegenstande zugesendete Licht geblendet zu werden.

Um opake Gegenstände hinreichend zu beleuchten, bedient man sich entweder einer Sammellinse, oder was noch besser ist, des sphärischen Prisma von Saligue, nämlich eines dreyseitigen Prisma mit zwei converen Flächen. Man läßt die Lichtstrahlen auf die erste convere Fläche ab (Fig. 127.) einfallen; hier werden sie gebrochen, und gelangen auf die plane in einer Fassung befindliche Seite ac, von der sie gegen die zweite convere Fläche bc reflektirt werden, und nach einer neuen Brechung concentrirt auf das Objekt fallen.

7. Objekte, die längere Zeit aufbewahrt werden, oder als Probeobjekte dienen sollen, hat man gewöhnlich zwischen zwei dünnen, eben geschliffenen Glasplatten liegen, sonst werden sie zur Erzielung größerer Klarheit auf eine Glasplatte gelegt, was bei größeren Vergrößerungen sogar unerläßlich wird, indem schon die Dicke des Glasdeckels verhindern könnte, das Objekt der Objektivlinse so nahe zu stellen, als es nöthig ist. Beim Einstellen des Mikroscops müssen die letzten Bewegungen äußerst langsam geschehen,

um nicht die Gränze der größten Deutlichkeit zu übersehen; insbesondere hat man bei starken Vergrößerungen darauf zu achten, daß man nicht den Objektenträger an das Objektiv andrücke, und beschädige.

Ein jeder Beobachter muß das Objekt in eine seiner Sehweite angemessene Stellung bringen. Bei starken Vergrößerungen sind die kleinsten Unterschiede in dem Abstande des Objekts von Einfluß auf die Deutlichkeit; daher sieht man nur jene Theile eines kleinen Objekts zugleich vollkommen deutlich, die gleich weit vom Objektive entfernt sind. Um auch andere, in einem anderem Abstande stehende Theile deutlich zu sehen, ist ein neues Einstellen des Mikroscops nothwendig.

Zum deutlichen Sehen des Bildes ist auch erforderlich, daß man vom Oculare, und vom Auge, oft auch vom Objekte, das von den Seiten kommende Licht mit der Hand, oder einem Schirme abzuhalten suche.

Um durch mikroscopische Betrachtungen zur näheren Kenntniß eines Gegenstandes zu kommen, ist es räthlich, denselben erst bei schwachen Vergrößerungen, welche die Übersicht von größeren Parthien gewähren, zu besehen, und hierauf stuffenweise zu den stärksten Vergrößerungen zu schreiten. Man unterlasse nicht, auch durchsichtige Gegenstände einmal von oben zu beleuchten, und das untere Licht zu unterdrücken, weil man öfters erst dadurch den Charakter des Objektes kennen lernt. Bei opaken Objekten werden schon wegen der Beschaffenheit dieser Objekte selbst, nur die schwächeren, höchstens bis 200 im Durchmesser gehenden Vergrößerungen gebraucht.

§. 76.

Prüfung eines Mikroscops.

Bei der Prüfung eines Mikroscops hat man zu sehen: Auf die Größe des Gesichtsfeldes, auf die Deutlichkeit und Helligkeit der Bilder, dann auf die vergrößernde Kraft des Instrumentes.

1. Um die Größe des Gesichtsfeldes auszumitteln, bedient man sich eines Mikrometers, d. i. einer auf einer Glastafel eingeritzten Theilung, deren Linien rein, fein, und in gleichen Abständen gezogen sind. Man bringt das Mikrometer an die Stelle des Objektes mit der Fläche, worauf die Linien

verzeichnet sind, gegen das Objektiv gekehrt, und zählt die Anzahl der auf einmal übersehenen Bilder. Diese Anzahl, mit der Breite eines jeden Feldes multiplizirt, gibt den Durchmesser des Gesichtsfeldes.

2. Da des Naturforschers Streben besonders darnach geht, sich über die Gestalt, und die Struktur der kleinen Naturgegenstände Aufschlüsse zu verschaffen, so ist Schärfe der Bilder, also Deutlichkeit, und Helligkeit, ein Haupterforderniß des Mikroscops, so zwar, daß alle andern Eigenschaften demselben nachstehen müssen, falls sie nur mit Aufopferung der Schärfe zu erlangen wären.

Das Mikroscop soll die Bilder nicht bloß in der Mitte des Gesichtsfeldes, sondern überall, selbst am Rande deutlich zeigen. Zur Prüfung dieser Eigenschaft des Instrumentes schlägt der Freyherr von Jacquin bestimmte, sehr feine Gegenstände vor, die man durch dasselbe betrachten soll; insbesondere eignen sich dazu Gegenstände, die man leicht haben, und lange unverändert aufbewahren kann, als: Die Flügel der gemeinen Hausfliege, oder der gemeinen Gelse, Schuppen von einem Flügel des gemeinen weißen Schmetterlings (papilio Crataegi und Brassicae), derlei von dem brasilianischen Schmetterlinge, papilio Menelaus, und von der Kleidermotte; Menschenhaare, Haare von einer Feldmaus, und einer Fledermaus.

Der Flügel von einer gemeinen Gelse ist eines der wundervollsten Objekte. Ein vorzügliches Mikroscop zeigt schon bei einer 40maligen linearen Vergrößerung die am Rande und an jeder Hauptrippe sitzende doppelte Reihe von blattähnlichen Haaren oder Schuppen, ja selbst die feinen Linien an ihnen läßt es erkennen. Dieses Bild entwickelt sich mit jeder Vergrößerung herrlicher, bei einer 200 bis 300maligen linearen Vergrößerung erblickt man die kleinen Haare auf der Fläche des Flügels in voller Deutlichkeit, und die Linien auf den Randschuppen erscheinen selbst wieder gefurcht.

Die Schuppen der Schmetterlingsflügel sind auf ihrer Oberfläche der Länge nach mit feinen parallelen Streifen versehen. Je deutlicher und abgesonderter man diese Linien sieht, und bei je geringerer Vergrößerung ein Mikroscop diese Linien zeigt, um so größer ist seine Schärfe. Die Linien an den Schuppen des papilio Crataegi und Brassicae sind $\frac{1}{10800}$

Zoll von einander entfernt, und werden bei einem guten Mikroscop schon bei 60 bis 80maliger linearer Vergrößerung sichtbar; bei 100 und 200maliger Vergrößerung erscheint auch der Stiel dieser Schuppen als eine conische Röhre. Die Streifen an den Schuppen der Kleidermotte zeigen nur die besten Instrumente bei einer 300 bis 400maligen Vergrößerung. Besonders ausgezeichnete Instrumente machen in ihnen auch die Querlinien bemerkbar. — Menschenhaare erscheinen als durchsichtige Canäle, wovon die grauen ganz leer, die andern aber mit einer gleichfarbigen Masse ganz oder zum Theil ausgefüllt sind.

Die Wirkung des Mikroscops auf opake Gegenstände prüft man mit kleinen Stücken von Schmetterlingsflügeln, worauf man mit mäßiger Vergrößerung bis 120 die Lage und Gestalt der Schuppen, bei starken Vergrößerungen und guter Beleuchtung auch die Linien auf diesen Schuppen erkennen muß. Ein prächtiges opakes Objekt gewähren die Flügeldecken des Brillantkäfers; sieht man daran die ovalen Schuppen, die den Farbenschimmer verursachen, schon bei einer Vergrößerung von 60 — 120, so kann man von der Vorzüglichkeit des Instrumentes überzeugt seyn.

3. Die Stärke der Vergrößerung eines zusammengesetzten Mikroscops kann man durch Versuche ausmitteln, oder aus den Brennweiten der Linsen, und ihrer gegenseitigen Entfernung, oder dem Abstande des Objektes von der Objectivlinse nach (§. 75.) berechnen. Im ersteren Falle sucht man zuerst die Vergrößerung durch das Objectiv, indem man ein Glasmikrometer als Object einsetzt, und die Zahl der auf einmal übersehenen Felder bestimmt. So vielmal der Durchmesser des übersehenen Mikrometer-Stückes in dem Durchmesser des Diaphragma enthalten ist, so viel beträgt die lineare Vergrößerung durch das Objectiv. Multiplizirt man die so erhaltene Zahl mit der vom Ocular herrührenden Vergrößerung, so gibt das Produkt die ganze Vergrößerung des Instruments.

Eine andere ausnehmend sinnreiche, vom Freyh. v. Jasqin angegebene Methode besteht darin, daß man über dem Ocular an dem Platze des Auges ein kleines metallenes Planspiegelchen (das sogenannte Sömmering'sche Spiegelchen) befestigt, und gegen die Axe des Rohrs um 45° neigt. Man wird bei richtig gewählter Stellung des Auges seitwärts in den Spiegel

blickend, das vergrößerte Bild genau so sehen, wie es dem unmittelbar in das Mikroscop Sehenden sich zeigt. Als Object legt man ein Glasmikrometer ein, und stellt in der Entfernung der deutlichen Sehweite (vom Ocular aus gerechnet) ein verticales Bret mit einer Linienscala so auf, daß auf ihm das Spiegelbild projicirt erscheint; nachdem man auch dem Mikrometer die Lage gegeben hat, wobei seine Theilungslinien im Bilde mit jenen der Scala parallel liegen, wird man mit Genauigkeit angeben können, wie viele Linien der Scala von dem Bilde einer gewissen Anzahl Mikrometertheile bedeckt werden. Dividirt man nun die an der Scala gemessene Größe des Bildes der übersehenen Mikrometertheile durch die bekannte wirkliche Größe dieser Theile, so gibt der Quotient die Stärke der Vergrößerung.

Zur Ausmittlung der stärksten Vergrößerungen hat Herr Prof. von Ettingshausen ein sinnreiches Verfahren bekannt gemacht, welches darin besteht, daß man zuerst nach der vorhergehenden Methode die Vergrößerungen bestimmt, welche die einzelnen Ocularlinsen in Verbindung mit einem der schwächsten Objective geben, und hierauf als Object ein Mikrometer gebraucht, dessen Theilung schon bei der schwächsten Vergrößerung das ganze Gesichtsfeld deckt; sollte ein solches Mikrometer nicht zu Gebothe stehen, so legt man in das Diaphragma einen Schirm mit einer Öffnung, die vom Bilde der Mikrometertheilung ganz eingenommen wird. Man untersucht nun bei einer Verbindung eines Oculars mit einem Objective, für welche die Vergrößerung nach der früheren Methode bereits ausgemittelt wurde, wie viel Felder des Mikrometers auf einmal übersehen werden. Hat man ihre Anzahl $= n$ bestimmt, so vertauscht man das Objectiv mit einem stärkeren, ohne das Ocular zu wechseln, und zählt wieder die im Gesichtsfelde erscheinenden Felder; es sey ihre Anzahl $= n'$. Offenbar verhält sich die Vergrößerung m im ersten Falle zu der Vergrößerung m' im zweiten Falle umgekehrt, wie sich die für die Menge der auf einmal übersehenen Felder gefundenen Zahlen zu einander verhalten, also

$$m' = \frac{n}{n'} \cdot m$$

Da die Größen n, n', m, sämmtlich bekannt sind, so ist m' leicht zu berechnen.

Auf diese Weise bestimmt man die Vergrößerung für alle Combinationen jedes einzelnen Oculars mit allen Objecten.

Das Glasmikrometer kann man auch brauchen, um den Durchmesser eines Gegenstandes, den man durch das Mikroscop ganz sieht, zu bestimmen; man legt zu diesem Zwecke das Objekt auf die Fläche, worauf die Scala verzeichnet ist, und beobachtet durch das Mikroscop, wie viele Felder und Bruchtheile eines Feldes von demselben bedeckt werden. Da die Größe eines jeden Feldes bekannt ist, so ist nun auch die des Objectes leicht berechnet. Solche Messungen können nur bei mäßigen Vergrößerungen vorgenommen werden, da bei starken die Verschiedenheit im Abstande des Objectes und des Mikrometers bewirkt, daß man unmöglich beide gleich deutlich sehen kann. — Mittelst der an Frauenhofer'schen und Plößl'schen Instrumenten angebrachten Schraubenmikrometer ist man im Stande, den Durchmesser des Objectes bis $\frac{1}{100000}$ eines Zolles zu finden.

Geschichte des Mikroscops.

Der erste Erfinder des Mikroscops, welches den Menschen in eine Welt einführte, die selbst in der Kleinheit ihrer Gegenstände eine kunstvolle Bildung, eine bewunderungswerthe Ordnung und eine Zweckmäßigkeit darstellt, kann mit Gewißheit nicht ausgemittelt werden. Einige halten Zacharias Jansen von Middelburg für den ersten Erfinder dieses Instruments. So viel ist gewiß, daß Jansen im Anfange des 17ten Jahrhundertes dem Erzherzoge Albrecht von Östreich ein zusammen gesetztes Mikroscop überreichte. Auch Galilaei schickte im Jahre 1612 ein ähnliches an den König Sigismund von Polen. Cornelius Drebbel zeigte ein solches Instrument im Jahre 1619 zu London. Man kann hieraus mit Sicherheit schließen, daß diese für die Menschheit so wichtige Erfindung in den Anfang des 17ten Jahrhundertes fällt. Das Anfangs nur unvollkommene Instrument hatte im Laufe der Zeit zahlreiche Verbesserungen erfahren; aber erst unserer Zeit war es vorbehalten, demselben einen Grad der Vollkommenheit zu geben, der einen jeden, der das Glück hatte, mit Mikroscopen von Frauenhofer, Amici, Plößl zu beobachten, in ein nicht geringes Erstaunen setzt. — Frauenhofers Mikroscope zeichnen sich durch große Schärfe aus, aber sie vergrößern höchstens 140 oder 150 Mal im Durchmesser, was nicht allezeit hinreichend ist, indem man anzunehmen pflegt, daß erst eine Vergrößerung von 250 die Gränze ist, bis wohin sich die Möglichkeit, etwas neues an irgend einem Gegenstande durch das Mikroscop zu sehen, erstreckt.

Auf einen viel höheren Grad der Vollkommenheit brachte die Instrumente Amici in Modena, da die vergrößernde Wirkung seiner Mikroscope 300 — 600 bis 1700 im Durchmesser geht, so zwar, daß nach des Fr. von Jacquin Urtheile die Bilder bei den Vergrößerungen bis 300 linear unübertrefflich scharf erscheinen, bei einer von 600 linear sind sie schon weniger scharf, und bei der Vergrößerung von 1700 sind sie so undeutlich und dunkel, daß man sie wohl

für den Naturforscher als unbrauchbar und überflüssig erklären muß. Plößl in Wien brachte es durch seinen rastlosen Eifer dahin, daß seine zusammengetzten Mikroscope nicht nur in den stärksten Vergrößerungen bis 500 den Amicischen nicht nachstehen, sondern auch durch eigene abgesonderte Linsenverbindungen bei den minderen Vergrößerungen die Bilder mit einer ausgezeichneten Schärfe zeigen.

§. 77.

Bestimmung des Brechungsverhältnisses der flüssigen und der weichen durchsichtigen Körper mit Hülfe des Mikroscops.

Am Schluße der Lehre von dem dioptrischen Mikroscopen wird es nicht ohne Interesse seyn, die scharfsinnige Methode kennen zu lernen, deren Barlow sich bediente, um mit Hülfe der Mikroscope das Brechungsverhältniß mancher Körperarten zu bestimmen. Es sey n_1 das Brechungsverhältniß des zu prüfenden Körpers, von dem man sich eine planconcave Linse von der Brennweite p_1 und dem Krümmungshalbmesser f verschafft, so ist nach §. 46.

$$p_1 = \frac{f}{n_2 - 1} \quad (1.)$$

Für eine planconcave Linse aus Wasser, die n_2 zum Brechungsverhältnisse, p_2 zur Brennweite und übrigens dieselbe Krümmung hat, wie die frühere, erhält man:

$$p_2 = \frac{f}{n_2 - 1}$$

Daraus folgt $\frac{p_1}{p_2} = \frac{n_2 - 1}{n_1 - 1}$, somit

$$n_1 = 1 + (n_2 - 1)\,\frac{p_2}{p_1} \quad (2.)$$

Um aus verschiedenen Substanzen planconcave Linsen von derselben Krümmung zu erhalten, legt man sie, wenn es weiche durchsichtige Körper sind, wie z. B. Wachs, auf eine genau ebene Glasplatte, und drückt sie an die Objectivlinse des Mikroscops so an, daß der Scheitel der Convexität beinahe die Planfläche berührt. Flüssige Stoffe braucht man nur in klei-

nen Quantitäten auf die innere Oberfläche des Objectivs zu bringen, so werden sie sich selbst an die convexe Seite der Linse anlegen, und daher unten eine concave Fläche bekommen, deren Krümmungshalbmesser gleich dem der convexen Fläche der Objectivlinse ist, und als bekannt angenommen werden kann; oben wird die Flüssigkeit eine horizontale Ebene annehmen, und auf diese Art eine planconcave Linse bilden.

Man beobachte mittelst des Mikroscops, bevor an dessen Objectiv eine Substanz gelegt worden ist, einen Gegenstand, und messe seinen Abstand vom Objectiv in dem Augenblicke, wo er am deutlichsten gesehen wird. Es sey dieser Abstand $=a$, die Entfernung des Bildes vom Objectiv $=\alpha$ und die Brennweite des Objectivs $=p$, so ist

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{a} \quad (3.)$$

Nun bringe man die zu untersuchende Substanz auf die vorhin angegebene Weise an das Objectiv, so verwandelt sich das Objective in eine planconvexe Doppellinse, deren Brennweite P man aus der Formel:

$$\frac{1}{P} = \frac{1}{p} - \frac{1}{p_1} \quad (4.)$$

leicht findet.

Da nun die Brennweite des Doppelobjectivs vergrößert wird, so muß man den Gegenstand weiter von ihm entfernen, um ihn noch deutlich zu sehen. Man messe abermals diesen Abstand des Objectes vom Doppelobjective, und setze ihn $= a_1$, berücksichtige auch, daß die Entfernung des Bildes beim deutlichen Sehen dieselbe seyn muß, wie im ersten Falle, nämlich $=\alpha$, so ergibt sich $\frac{1}{P} = \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{a_1}$ oder wenn man aus (4) den Werth von $\frac{1}{P}$ substituirt

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p_1} = \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\alpha_1};$$

zieht man diese Gleichung von (3) ab, so hat man

$$\frac{1}{p_1} = \frac{1}{a} - \frac{1}{a_1} \quad (5)$$

Setzt man aus (1) den Werth von p_1, so erhält man

$$\frac{n_1 - 1}{f} = \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a_1}\right)$$ woraus man findet

$$n_1 = 1 + f\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a_1}\right)$$

Dieser Ausdruck setzt die Kenntniß des Krümmungshalbmessers voraus; wäre aber f nicht bekannt, so macht man noch eine Beobachtung mit Wasser, dessen Brechungsverhältniß n_2 man genau kennt. Es sey in diesem Falle der Abstand des Objects vom Objectiv $= a_2$, so findet man auf ähnliche Weise, wie vorher die Gleichung (5);

$$\frac{1}{p_2} = \frac{1}{a} - \frac{1}{a_2},$$ und mithin

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{a_2}{a_1} \cdot \frac{(a_1 - a)}{a_2 - a},$$

die Gleichung (2) gibt demnach

$$n_1 = 1 + (n_2 - 1)\,\frac{a_2}{a_1}\,\frac{(a_1 - a)}{a_2 - a}$$

und man sieht, daß man nur die Größen a, a_1, a_2, durch genaue Beobachtungen zu bestimmen braucht, um den Werth von n_1 für eine gegebene Substanz zu berechnen.

§. 78.

Spiegelmikroscop von Amici.

Durch Amici erhielten auch die catoptrischen Mikroscope eine große Vervollkommnung. Die Einrichtung seines Spiegelmikroscops ist folgende: Im Hintergrunde einer inwendig geschwärzten, horizontalen Röhre, befindet sich ein elliptischer Hohlspiegel, (Fig. 128.) dessen erster Brennpunkt F $2\frac{6}{10}$ Zoll, der andere G 12 Zoll von seiner Mitte A entfernt ist.

Zwischen A und F hängt ein sehr kleiner ebener Spiegel, der unter 45° gegen die Axe des Rohrs geneigt, und so gestellt ist, daß seine Mitte genau in diese Axe fällt; seine spiegelnde Fläche ist nach unten gegen eine Öffnung gewendet, unter welcher sich ein beweglicher Objectträger befindet. Das ebene Spiegelchen und der Objectträger haben eine solche Lage, daß das Bild des wohlbeleuchteten und horizontalliegenden Objectes, welches in dem Planspiegel in verticaler Lage erscheint, genau in den Brennpunkt F zu liegen kommt; folglich fallen die Strahlen auf den elliptischen Hohlspiegel, als befände sich das kleine Object im Brennpunkte F; so ensteht durch Reflexion ein verkehrtes, und vergrößertes Bild im 2ten Brennpunkte G (sieh §. 33.), das durch die Oculare genau so, wie bei den gewöhnlichen Mikroscopen betrachtet wird.

Dieses Instrument gewährt den Vortheil, daß das Bild von der chromatischen Abweichung ganz frey, und wegen der elliptischen Krümmung, und der Kleinheit des Objects auch von der sphärischen Abweichung größtentheils befreyt ist, darum auch eine ausgezeichnete Schärfe besitzt. — Das Object bleibt unveränderlich an derselben Stelle, wenn man auch die Oculare wechselt, und da man es wenigstens $\frac{1}{2}$ Zoll von der Röhre entfernt halten kann, so kann es auch besser beleuchtet und gehandhabt werden, als bei dem dioptrischen Mikroscop, wo man bei den starken Vergrößerungen den Gegenstand gar so nahe an das Objectiv stellen muß; deswegen lassen sich mittelst des catoptrischen Mikroscops auch größere Gegenstände, selbst solche die im Wasser schwimmen, beobachten. Die horizontale Lage des Instruments macht es möglich, beim Beobachten länger auszuhalten, als bei einer vertikalen Stellung des Rohrs. Jedoch erleidet die Lichtstärke durch den Lichtverlust bei den Reflexionen an den Spiegeln eine Verminderung, die insbesondere bei stärkeren Vergrößerungen recht empfindlich wird.

Amici hat mit diesem Instrumente sehr wichtige Untersuchungen über den Bau und die Saftbewegung der Pflanzen angestellt, und sie mit den schönsten und naturgetreuesten Abbildungen erläutert.

Das Sonnen- und Lampenmikroscop.

Aus der Lehre über die Linsen ist uns bekannt, daß mit der Annäherung eines Gegenstandes an den Brennpunkt sein

Bild sich von der Linse entfernet, und an Größe zunimmt; man hat also nur nöthig, den kleinen Gegenstand nahe an den Brennpunkt einer Sammellinse von kurzer Brennweite zu stellen, um in 10 oder 20 Fuß Entfernung an einer weißen Tafel ein ungemein großes Bild zu erhalten. Dieß ist der Fall beim Sonnenmikroscop, dessen wesentliche Einrichtung darin besteht, das Object ab (Fig. 129.) etwas vor dem Brennpunkte einer Convexlinse P von kurzer Brennweite so aufzustellen, daß sein Bild a'b' genau auf die Tafel fällt. Die Objectivlinse, die öfters aus zwei Linsen zusammen gesetzt ist, soll beweglich seyn, um sie dem Objecte nähern, oder von ihm entfernen, und so verschiedene Vergrößerungen hervorbringen zu können; aber auch die Tafel muß in eine der jedesmaligen Vergrößerung entsprechende Vereinigungsweite gebracht werden. Um aber auch dem so vergrößerten Bilde die zur Beobachtung nöthige Lichtstärke zu verschaffen, wendet man das directe Sonnenlicht an, indem man die Röhre, worin sich die Linse mit dem Objecte befindet, an die Öffnung am Fensterladen eines dunklen Zimmers einsetzt, und mittelst eines von außen angebrachten Planspiegels M die directen Sonnenstrahlen in das Rohr und auf ein darin vorhandenes Sammelglas N leitet, damit sie dicht vereinigt den Gegenstand ab an der Hinterseite treffen, und stark erleuchten. — Ist der Gegenstand undurchsichtig, so ist die Einrichtung so getroffen, daß seine vordere, gegen die vergrößernde Linse gewendete Fläche erleuchtet wird.

Mit diesem Instrumente kann man wohl die Vergrößerung auf den höchsten Grad treiben; allein die Bilder haben nicht die Schärfe und Bestimmtheil, um auch die kleinsten Theilchen in ihren zarten Umrissen zu erkennen. Dieß wird am wenigsten dann der Fall seyn, wenn die Objectivlinse nicht achromatisch ist. Das Sonnenmikroscop ward von Liberkühn im J. 1745 erfunden.

Das Lampenmikroscop von Adams besteht wie das vorhergehende aus Theilen, die zur starken Beleuchtung des kleinen (undurchsichtigen) Objectes dienen, und anderen, mittelst denen ein vergrößertes Bild erzeugt wird. Eine hellbrennende Lampe befindet sich nähmlich in dem Brennpunkte F (Fig. 130.) eines Collectivglases M, aus dem die Strahlen in parallelen Richtungen austreten, und auf einen Hohlspiegel fallen, der so geneigt ist, daß die von ihm reflectirten Strahlen sich an dem kleinen Objecte ab vereinigen, und es stark er-

leuchten. Das erleuchtete Object steht etwas vor dem Brennpunkte einer Sammellinse N, welche die erhaltenen Strahlen convergirend austreten läßt; diese fallen nun auf zwei neben einander stehende Converlinsen P, Q, welche die Stelle einer einzigen sehr converen vertreten, und werden dadurch früher zur Vereinigung gebracht. Es entsteht ein verkehrtes und vergrößertes Bild a'b', welches auf einer matten Glastafel aufgefangen werden kann.

§. 79.

Fernröhre im Allgemeinen.

Fernröhre Teleskope (von τέλος Ende, und σκοπέω sehen) sind Instrumente, mittelst welchen man Gegenstände, die ihrer großen Entfernung wegen dem unbewaffneten Auge klein und undeutlich erscheinen, unter vergrößerten Gesichtswinkeln, und deutlich sieht. Sie bestehen entweder aus lauter Linsen, und heißen dioptrische, oder aus Spiegeln und Linsen, und heißen catoptrische Fernröhre. Große dioptrische Fernröhre nennt man gewöhnlich Refractoren, die großen catoptrischen hingegen Reflectoren. — Ein dioptrisches Fernrohr von mittlerer Größe heißt ein Tubus.

Da das Fernrohr denselben Zweck hat, wie das Mikroscop, nähmlich klein, und undeutlich erscheinende Gegenstände vergrößert, und deutlich zu sehen, so wird offenbar in der Construction dieser beiden Instrumente viel Übereinstimmung herrschen müssen; die besonderen Eigenthümlichkeiten im Bau des Fernrohrs sind nur in dem Unterschiede begründet, daß man mittelst des Mikroseops Objecte beobachtet, die an sich klein sind, aber dem Auge nahe gebracht, und künstlich stark erleuchtet werden können; dagegen durch das Fernrohr nur entfernte Gegenstände betrachtet, die wegen ihrer großen Entfernung unter kleinen Sehwinkeln und undeutlich erscheinen, und die man nur in ihrer natürlichen Beleuchtung sehen kann.

Soll demnach das durch ein Fernrohr gesehene Bild des entfernten Gegenstandes eine hinreichende Helligkeit besitzen, so muß das Objectiv, sey es eine Linse, oder ein Spiegel, eine große Öffnung, und eine große Brennweite haben, um von jedem Punkte des Gegenstandes einen großen Lichtkegel aufnehmen, und ein helles Bild geben zu können; und

darin besteht der Hauptunterschied zwischen dem Fernrohre und dem Mikroscope.

Die Verfertigung so großer Objective, die zur Erzielung der Deutlichkeit aplanatisch seyn sollen, unterliegt vielen kaum zu hebenden Schwierigkeiten, indem, wie schon an einem andern Orte bemerkt wurde, es schwer hält, so große Glasstücke zu bekommen, die zugleich vollkommen durchsichtig, frey von Wellen, Blasen und Streifen sind. Dieß ist insbesondere der Fall beim Flintglase, welches einen Zusatz von Bleyoxyd enthält, das spezifisch schwerer, als die anderen Bestandtheile des Glases mit diesen nur schwer zu einer homogenen Masse vereinigt werden kann, so zwar, daß die Bearbeitung des Flintglases noch immer eine sehr schwer zu lösende Aufgabe ist.

Außerdem wird eine nicht gewöhnliche Geschicklichkeit erfordert, um großen Linsen die genaue Krümmung einer Kugel zu geben, und die Krümmungshalbmesser so zu treffen, wie sie die Aufhebung der beiden Abweichungen erfordert; denn bei großen aplanatischen Doppelobjectiven muß auch die Dicke und der Abstand seiner beiden Bestandlinsen in Rechnung gebracht werden, was bei den kleineren vernachläßigt werden kann.

Bei den Mikroscopen konnte die sphärische Abweichung durch die Verbindung mehrerer achromatischen Doppellinsen gehoben werden; dieses Mittel kann bei den Fernröhren nicht mehr angewendet werden, weil das Licht bei dem Durchgange durch so viele Linsen zu viel an seiner Intensität verlieren würde, und der Verlust nicht durch erhöhete künstliche Beleuchtung des Objectes ersetzt werden könnte. Darum hat der berühmte Frauenhofer immer nur ein Doppelobjectiv gebraucht, wie es im §. 63. beschrieben worden ist.

Das Objectiv und die Oculare eines Fernrohrs befinden sich in einem inwendig geschwärzten Rohr, und sind so aufgestellt, daß sämmtliche Axen in einer geraden Linie der Axe des Rohrs liegen. Haben alle Linsen, oder Spiegel und Linsen diese Stellung erhalten, so heißt das Fernrohr ein richtig centrirtes. Die richtige Centrirung ist zumal bei starken Vergrößerungen zur Deutlichkeit der Bilder wesentlich nothwendig.

Die Oculare kommen gewöhnlich in eine eigene bewegliche Röhre, die sich dem vom Objective erzeugten Bilde nähern, und entfernen läßt, um die Oculare in eine der deutlichen Sehweite des Beobachters, und der jedesmaligen Entfernung des

Objectes angemessene Lage bringen zu können. Auch bei Fernröhren sind, so wie bei Mikroscopen an der Stelle, wo die wirklichen Bilder fallen, zur Abhaltung des parasitischen Lichtes Blendungen mit Öffnungen von der Größe der Bilder angebracht.

Man pflegt die Fernröhre nach der Anzahl der wahren Bilder, die sie enthalten, in Klassen einzutheilen. Zur ersten Klasse gehören alle Fernröhre, die kein wahres Bild enthalten, und daher die Gegenstände in aufrechter Stellung zeigen; sie sind unter dem Nahmen der Galiläischen oder Holländischen Fernröhre bekannt. Zur zweiten Klasse zählt man jene, bei welchen ein wahres Bild vorkommt; sie zeigen die Gegenstände verkehrt, und werden zu astronomischen Beobachtungen gebraucht, weswegen sie auch astronomische oder nach ihrem Erfinder Keplerische Fernröhre genannt werden. Die dritte Klasse enthält zwei wahre Bilder, und zeigt die Gegenstände aufrecht, weshalb sie besonders zur Betrachtung irdischer Objecte geeignet ist. Die Fernröhre dieser Klasse heißen terrestrische. Die höheren Klassen sind nicht im Gebrauche, weil die große Anzahl von Linsen, die sie fordern, das Licht zu sehr schwächt, und die Berechnungen zu sehr verwickelt; auch werden schon durch die drey ersten Klassen die Bedürfnisse der Wissenschaft vollkommen befriedigt.

Bei einem jeden Fernrohre ist zu berücksichtigen: die Zusammensetzung, die Vergrößerung, das Gesichtsfeld, die Deutlichkeit und Helligkeit außerdem auch die Länge des Instruments.

Das Glas, woraus die Linsen verfertigt werden, muß vollkommen durchsichtig und frey von Bläschen, Wellen und Streifen seyn. Bläschen schaden der Deutlichkeit nicht viel, wohl aber der Lichtstärke; dagegen sind Wellen (krumme, verwaschene Striche) der Deutlichkeit sehr nachtheilig. Sie sind bei Flintglaslinsen häufiger, und nur bei vieler Übung mit bewaffnetem Auge zu erkennen, indem man sie gegen eine Kerzenflamme hält, daß das Bild sich über die ganze Glasfläche erstreckt und sie sehr stark erleuchtet. Sieh Baumgartners suppl. Band S. 638 — 641., worin die Prüfung der Centrirung und der Gleichförmigkeit in der Dichte der Linse nachgelesen werden kann.

§. 80.

Das holländische oder galliläische Fernrohr.

1) Bei diesem Fernrohre ist das Ocular eine Zerstreuungslinse, deren Verbindungsweise mit dem Objectiv sich aus fol-

genden ergibt: Die von einem sehr weit entlegenen Gegenstande kommenden Strahlen fallen dergestalt auf das Objectiv auf, daß immer diejenigen, die einem und demselben Punkte des Gegenstandes angehören, als parallel unter sich betrachtet werden können; darum erfolgt ihre Vereinigung nach ihrem Austritte aus dem Objectiv in der Brennweite desselben. Es seyen AA′ und BB′ (Fig. 131.), die den Endpunkten des Gegenstandes zugehörigen Hauptstrahlen, A′ der Vereinigungspunkt der von dem obersten Punkte A, und B′ jener der von dem tiefsten Punkte B kommenden Strahlen; so ist A′B′ das durch die Objectivlinse erzeugte, und in ihrer Brennweite befindliche verkehrte Bild. Allein bevor sich die Strahlen zu dem Bilde A′B′ vereinigen, werden sie mit dem concaven Oculare aufgefangen, so daß die zusammengehörigen Strahlen in convergirenden Richtungen das Ocular treffen. Gibt man dem letzteren eine solche Stellung, daß O′C′ größer wird, als seine Brennweite p′, so werden die Strahlen z. B. des Punktes C′ in das hinter der Linse ruhende Auge dergestalt divergirend eintreten, als kämen sie von einem vor der Linse befindlichen Punkte C′, und da dieß von allen Punkten gilt, so sieht das Auge das Bild A″B″ in einer aufrechten Stellung, unter dem vergrößerten Gesichtswinkel A″O′B″, und bei einer richtig gewählten Lage des Oculars auch in der deutlichen Sehweite.

Man nimmt auch hier an, daß die zum deutlichen Sehen erforderliche Lage des Oculars diejenige ist, wobei die zusammengehörigen Strahlen in beinahe parallelen Richtungen aus der Linse austreten, was bei diesem Fernrohr dann erfolgt, wenn O′C′ nahe $= p'$ angenommen wird. Darum ist der Abstand des Oculars vom Objectiv und somit die Länge des Rohrs $OO' = OC' - O'C' = p - p'$, d. i. der Differenz der Brennweiten beider Linsen gleich.

2) Die Vergrößerung findet man aus der Vergleichung der beiden Gesichtswinkel, unter denen man den Gegenstand mit dem freyen Auge und mit dem Fernrohre sieht. Ist der Gegenstand weit entfernt, so kann man immer annehmen, daß der Gesichtswinkel unter welchem derselbe dem unbewaffneten Auge erscheint, derselbe ist, es mag sich das Auge in O′, oder einige Zolle näher in O befinden, demnach ist $AOB = A'OB' = 2\,\varphi$ dieser Sehwinkel. Mittelst des Fernrohrs sieht das Auge das Object unter dem Winkel

$$A''O'B'' = A'O'B' = 2\,\psi.$$

Nun folgt aus dem Dreyecke A′OC′

$$\text{tang. } \phi = \frac{A'C'}{p} \text{ und}$$

aus dem Dreyecke A′O′C,

$$\text{tang. } \psi = \frac{A'C'}{O'C'} \text{ oder da } O'C' \text{ nahe } = p'$$

$$\text{tang. } \psi = \frac{A'C'}{p'}$$

Wegen der Kleinheit der Gesichtswinkel hat man auch

$$\phi = \frac{A'C'}{p} \text{ und } \psi = \frac{A'C'}{p'}, \text{ mithin}$$

$$\text{die Vergrößerung } m = \frac{\psi}{\phi} = \frac{p}{p'}$$

d. h. gleich dem Quotienten aus der Brennweite des Oculars in die Brennweite des Objectivs.

3) Sind AA′ und BB′ die äußersten Hauptstrahlen, die durch das Ocular in das Auge des Beobachters gelangen, so ist AOC = A′OC′ = ϕ das halbe Gesichtsfeld. Bezeichnet man die halbe Öffnung des Oculars mit $x' = p'\omega'$ wo ω ein Bruch ist, so ergibt sich

$$\phi = \frac{x'}{p - p'} = \frac{p'\omega'}{p - p'} = \frac{\omega'}{m - 1}.$$

Will man den Bogen ϕ in Minuten ausdrücken, so muß der Ausdruck ϕ noch mit 3438 multiplizirt werden.

Um dieses Gesichtsfeld ganz übersehen zu können, sollte sich das Auge in dem Durchschnittspunkte der äußersten Hauptstrahlen nach ihrer Brechung durch das Ocular befinden, also in O″; allein da dieß unmöglich ist, indem dieser Punkt auf der Vorderseite des Oculars steht, so ist auch das Gesichtsfeld dieses Fernrohrs jederzeit sehr klein, und desto kleiner, je bedeutender die Vergrößerung m wird, und je weiter man das Auge von dem Ocular entfernt.

Wegen der Kleinheit des Gesichtsfeldes ist diese Klasse von Fernröhren zu starken Vergrößerungen nicht geeignet; man wendet sie nur dort an, wo schwächere (2 bis 4 malige) Ver=

größerungen hinreichend sind, wie zu Taschen- und Theaterperspektiven, wozu sie sich wegen der aufrechten Stellung der Bilder, und der Kürze des Instruments sehr empfehlen. Indessen bewies Plößl an seinen Fedstechern, daß es bei einer vollkommenen Einrichtung dieses Fernrohrs möglich ist, auch stärkere (10 bis 30 malige) Vergrößerungen zu brauchen, und doch eine ausgezeichnete Schärfe und Klarheit nebst einem verhältnißmäßig nicht unbedeutenden Sehfelde zu erhalten. Die nützliche Öffnung des Oculars ist bei diesem Fernrohre der Augenöffnung gleich; man macht sie gewöhnlich größer, aber höchstens $\frac{6}{10}$ seiner Brennweite groß, damit das über die Fläche der Linse sich hinbewegende Auge nach und nach mehr zu übersehen im Stande wäre.

Man versieht dieses Instrument häufig mit mehreren Okularen von verschiedener vergrößernder Kraft, und befestigt sie an einer Drehscheibe, um sie schnell wechseln, und so verschiedene Vergrößerungen nach einander erhalten zu können.

4) Um Deutlichkeit der Bilder zu erzielen macht man das Objectiv achromatisch, und wählt die Krümmungen so, daß auch die sphärische Abweichung so klein, als möglich, ausfalle; die Okularlinse läßt man jedoch einfach, und achromatisirt sie nicht einmal durch ein Collectivglas, wie bei den Mikroscopen; denn die Wirkung der chromatischen Abweichung ist bei der geringen Vergrößerung, bei der schwachen Beleuchtung der damit betrachteten Gegenstände, und bei dem Umstande unbedeutend, daß man das Auge ganz am Okulare hält, wo die zerstreuten Strahlen noch wenig divergiren. Auch der von der sphärischen Abweichung des Okulars entstehende Fehler ist unmerklich, sobald man der Linse eine zweckmäßige Gestalt gegeben hat.

5) Die Helligkeit des Fernrohrs hängt von der Größe der Öffnung des Objectivs ab, wenn nur die Öffnung des Okulars von der Art ist, daß auch die äußersten Strahlen des von jedem Elemente des Gegenstandes auf das Objectiv auffallenden Lichtkegels durchzugehen vermögen. Man nennt den Halbmesser des Okulars wegen dieser Forderung den Öffnungshalbmesser wegen der Helligkeit; er wird bestimmt durch den Abstand des Ortes von der Axe, in welchem der aus der Mitte des Gegenstandes C kommende und

durch den Rand des Objectivs gehende Strahl das Ocular trifft. Dieser Halbmesser ist immer kleiner, als der Öffnungshalbmesser wegen des Gesichtsfeldes. Haben die Okulare die gehörigen Öffnungen, so ist der Ausdruck für die Lichtstärke derselbe, wie wir ihn beim einfachen Mikroscope aufgestellt haben, nähmlich: $H = \frac{x^2}{m^2 \omega^2}$

Im Anfange des 17ten Jahrhunderts wurde die Welt durch die Erfindung des Telescops überrascht. Nach Descartes soll Jacob Metius aus Alkmar, in Holland, durch Zufall zu dieser Erfindnng gekommen seyn; Huyghens behauptet aber als gewiß, daß schon vor Metius ein anderer Künstler in Middelburg Telescope verfertiget habe; indessen läßt er ungewiß, ob es Zacharias Jansen gewesen ist, wie einige meinen, oder Johann Lipperschein, der durch ein Spiel seiner Kinder, wobey sie zufälliger Weise hinter ein Converglas ein Concavglas stellten, und die Gegenstände vergrößert sahen, auf diese Erfindung geführt worden seyn soll.

Dieses erste in Holland erfundene Fernrohr war das eben beschriebene, welches nach seinem Erfindungslande das holländische genannt wurde. Der Ruf dieser wichtigen Erfindung kam bald nach Italien; auch Galiläi der damals in Venedig lebte, erhielt davon eine Anzeige, und errieth durch eigenes Nachdenken die Zusammensetzung des Instruments. Bald construirte er sich ein gleiches Fernrohr mit 8 maliger Vergrößerung, das nach ihm das galiläische genannt ward, und womit er schon nach einigen Tagen die Satelliten Jupiters, die Phasen der Venus, die Sonnenflecken nnd ihre Bewegungen nebst einer großen Anzahl früher unbekannter Fixsterne entdeckte. Der erste, der diese zufällige Erfindung durch sein eigenes Nachdenken zu erklären, und auch zu erweitern suchte, war der große Kepler. Er legte den Grund zu der eigentlichen wissenschaftlichen Optik, und war auch der erste, der die Construction des nach ihm benannten oder astronomischen Fernrohrs lehrte.

§. 81.

Das Keplerische oder astronomische Fernrohr.

Bey diesem Instrumente ist das Okular eine Sammellinse, welche, wie das Okular bei einem zusammengesetzten Mikroscope, so aufgestellt wird, daß das durch ein Objectiv in umgekehrter Stellung hervorgebrachte Bild unter einem vergrößerten Gesichtswinkel und in der deutlichen Sehweite gesehen wird.

2. Es seyen AA′, BB′ (Fig. 132.) die von den Endpunkten des Gegenstandes ausgehenden Hauptstrahlen und zugleich

die äußersten, welche am Okular den Öffnungsdurchmesser wegen des Gesichtsfeldes bestimmen, O″ der Punkt, in welchem sie nach ihrem Austritte aus dem Okular sich vereinigen, also der Ort des Auges, welches das ganze Gesichtsfeld übersehen soll. Es sey ferner A′B′ das vom Objective erzeugte, und A″B″ das durch das Okular gesehene Bild; so ist AOC = A′OC′ = φ der halbe Gesichtswinkel, unter dem das Object dem freyen Auge in O′ oder auch in O″ erscheinen würde, (zugleich auch das halbe Gesichtsfeld), und A″O″C′ = ψ der halbe Gesichtswinkel, unter dem man das Objekt mittelst des Fernrohrs sieht. Da aber bei der deutlichen Sehweite des Bildes A″B″ die einem Punkte zukommenden Strahlen nach ihrer Brechung im Okular nahe als parallel angenommen werden, also A″O″ parallel zu A″O′, so ist auch der Winkel A″O″C′ = A′O′C′ = ψ, und der Abstand des Bildes A′B′ vom Okular nähmlich O′C′ = p′ d. i. gleich der Brennweite des Okulars.

2. Die Vergrößerung wird auf ähnliche Weise gefunden, wie bei dem vorigen Fernrohre; es ist nämlich

$$\text{tang.}\ \phi = \frac{A'C'}{p},$$

da das Bild A′ B′ wegen der unendlich großen Entfernung des Objects in der Brennweite des Objectivs entsteht und somit OC′ = p ist; dann ist:

$$\text{tang.}\ \psi = \frac{A'C'}{O'C'} = \frac{A'C'}{p'},$$

Hieraus erhält man mit Berücksichtigung, daß die kleinen Sehwinkel ihren Tangenten proportionirt angenommen werden können, die Vergrößerung

$$m = \frac{\psi}{\phi} = \frac{p}{p'},$$

mithin abermals gleich dem Quotienten aus der Brennweite des Oculars in die Brennweite des Objectivs.

3. Die Länge des Rohrs (L) ist OO′ = p + p′ d. i. gleich der Summe beider Brennweiten.

4. Das halbe Gesichtsfeld

$$\phi = \frac{O'P}{L} = \frac{p'\omega'}{p+p'} = \frac{\omega'}{m+1},$$

oder in Minuten ausgedruckt

$$\phi = \frac{\omega'}{m+1} . 3438;$$

man sieht, daß die Öffnung des Objectes zur Größe des Gesichtsfeldes nichts beiträgt.

5. Der Ort des Auges oder der Augenpunkt O″ ist der Vereinigungspunkt der Hauptstrahlen ON, OP nach ihrer Brechung durch das Ocular; da diese durch den optischen Mittelpunkt durchgehen, so werden sie durch die Ocularlinse so gebrochen, als wenn O der leuchtende Punkt wäre, von dem sie ausgehen; folglich wird ihre Vereinigungsweite O′O″, und damit die Entfernung des Augenpunktes von der Ocularlinse durch die Formel

$$\frac{1}{O'O''} + \frac{1}{OO'} = \frac{1}{p'}$$

gegeben, woraus man findet

$$O'O'' = \frac{(p+p')p'}{p} = \frac{(m+1)p'}{m},$$

weil $p = mp'$ ist. Bei der Ausführung pflegt man den Deckel des Oculars, in welchem sich die Öffnung für das Auge befindet in der halben Entfernung des Augenpunktes von der Ocularlinse aufzustellen, weil dann das an den Deckel angelegte Auge in der berechneten Weite ruht. Die Öffnung dieses Deckels, muß wenigstens halb so groß seyn, als die Öffnung des Oculars, damit alle Strahlen durchzugehen vermögen.

6. Wäre das Gesichtsfeld nebst den Brennweiten beider Linsen gegeben, so findet man den Öffnungshalbmesser des Oculars

$$O'P = \phi\,(p+p').$$

Die Öffnung des Oculars, und überhaupt einer jeden im Fernrohre vorkommenden Linse soll in der Regel nur die Hälfte, höchstens $\frac{6}{10}$ des kleinsten Halbmessers ihrer Flächen betragen, weil sonst die Bilder gegen den Rand zu verzerrt

und undeutlich werden. Die zum Durchgange der Strahlen nothwendige Öffnung wird die nützliche Öffnung der Linse genannt.

7. Das astronomische Fernrohr wird mit der größten Sorgfalt construirt, um die Himmelskörper nicht bloß stark vergrößert, sondern auch in der größtmöglichen Reinheit und Deutlichkeit zu sehen; deshalb muß das Ocular mittelst eines Collectivglases, wie bei den Mikroscopen, achromatisirt, und wie dort auf die Aufhebung der sphärischen Abweichung Bedacht genommen werden. Sollte eine sehr starke Vergrößerung der Hauptzweck des Fernrohrs seyn, so muß man das Collectivglas weglassen, aber auch auf große Deutlichkeit verzichten. Man hat für ein jedes Objectiv mehrere Oculare von verschiedener Schärfe, wodurch verschiedene Vergrößerungen erzielt werden. Die Verstärkung der Vergrößerung durch Verkürzung der Brennweite des Oculars hat aber ihre Gränzen, indem mit der Verminderung der Brennweite auch die Abweichungen wachsen, und das Gesichtsfeld abnimmt. Man nimmt an, daß die Brennweite des Oculars nicht unter $\frac{2}{9}$ Zoll gehen dürfe; demnach wäre die stärkste Vergrößerung durch die Gleichung $m = p : \frac{2}{9}$ gegeben.

8. Hinsichtlich der Helligkeit gilt dasselbe, was bereits beim holländischen Fernrohre angeführt wurde, es ist auch hier:

$$H = \frac{x^2}{m^2\, \omega^2} = \frac{x^2}{m^2\,(0.03)^2}$$

Ist z der Öffnungshalbmesser des Oculars wegen der Helligkeit, und x der Öffnungshalbmesser des Objectivs, so hat man aus der Ähnlichkeit der Dreyecke MOC′ mit RO′C′

$$\frac{x}{z} = \frac{p}{p'} = m; \text{ alſo } x = mz$$

mithin hat man auch $H = \frac{z^2}{\omega^2}$.

Der Werth von z gibt zugleich die Größe des Halb-

messers des aus dem Ocular austretenden Strahlencylinders, dessen Strahlen von dem in der Mitte des Gegenstandes gelegenen Punkte kommen, und die Helligkeit des Fernrohrs bestimmen. Da dem Werthe von H die natürliche Helligkeit als Einheit zu Grunde liegt, so ersieht man, daß $H < 1$, oder die dioptrische Helle kleiner ist, als die natürliche, solange $z < \omega$, weil in diesem Falle nicht die ganze Pupille von dem Strahlencylinder ausgefüllt wird. Doch wird für $z < \omega$ die Helligkeit des Fernrohres desto größer, je kleiner ω ist, wo dagegen die natürliche Helle mit dem Werthe von ω wächst.

Die dioptrische Helle kann nur so lange zunehmen, bis $\omega = z$ wird; denn macht man auch $z > \omega$, so wird ein Theil der Strahlen an der Augenöffnung vorbeigehen, und so die Helligkeit vermindert werden. Also ist die größte Helligkeit, die man in der Regel bei einem gegebenen Objective zu erreichen strebt $H = 1$, nämlich die natürliche Helligkeit, d. h. diejenige, wo jedes Element des Gegenstandes durch das Fernrohr ungeachtet der Vergrößerung in derselben Helligkeit erscheint, wie dem freyen Auge bei der natürlichen Größe des Gegenstandes. Man pflegt daher bei einer bestimmten Öffnung des Objectivs die kleinste Vergrößerung so zu wählen, daß das Bild im Fernrohre eben so hell erscheint, wie das Object dem freyen Auge, oder daß $H = 1$ wird. Diese kleinste Vergrößerung erhält man aus dem Ausdrucke für H, wenn darin $H = 1$ gesetzt wird, sie ist

$$m = \frac{x}{0,03}.$$

Als stärkste Vergrößerung, die man an ein gegebenes Objectiv anbringen kann, wird diejenige angenommen, bei welcher die natürliche Helligkeit auf die Hälfte herabgesetzt wird. Ist jedoch die Intensität des vom Objecte kommenden Lichtes bedeutender, so kann man auch stärkere Vergrößerungen anwenden, wie dieß bei astronomischen Gegenständen der Fall ist. Selbstleuchtende Körper, wie die Firsterne, würden Vergrößerungen bis ins Unendliche vertragen. Soll ein Fernrohr dazu dienen, nicht stark leuchtende Gegenstände, deren Ort unbekannt ist, aufzusuchen, wie z. B. die Kometensucher, so ist es nicht so sehr um Vergrößerung, als um eine große Lichtstärke und weites Gesichtsfeld zu thun; darum gibt man einem solchen Fernrohre ein Objectiv mit einer großen

Öffnung, um von dem schwachen Lichte des entfernten leuchtenden Punktes möglichst viel Lichtstrahlen ins Auge zu bringen. Frauenhofers Kometensucher haben für $p=24$ Zoll, und $x=1.5$ Zoll nur eine Vergrößerung $m=10$, mithin ist die Helligkeit $H=25$, d. h. die Gegenstände erscheinen durch das Fernrohr 25mal heller als mit freyem Auge.

§. 82.

Das terrestrische Fernrohr.

Das vorhergehende Fernrohr zeigt die Gegenstände in einer umgekehrten Lage, und wird daher nur zur Beobachtung der Himmelskörper angewendet, bei denen diese Lage gleichgültig ist. Um irdische Gegenstände, die man in aufrechter Stellung zu sehen wünscht, zu beobachten, verbindet man mit dem Objective ein dreyfaches, oder ein vierfaches Ocular, und nennt dann das Fernrohr ein terrestrisches oder Erdfernrohr.

Das Objectivglas erzeugt von dem entfernten Gegenstande ein verkehrtes Bild $A'B'$, welches innerhalb der Brennweite der Linse N zu stehen kommt, darum fallen die Strahlen auf die Linse P so auf, als kämen sie von einem Gegenstande $A''B''$. Die Linse P muß in einem solchen Abstande aufgestellt werden, daß A'' B'' außerhalb ihrer Brennweite fällt; aber bevor sich die aus P austretenden Strahlen zu einem Bilde vereinen, kommen sie auf die Linse Q, wodurch sie früher zur Convergenz gebracht werden, und das Bild $A'''B'''$ geben, das rücksichtlich des Bildes A'' B'' verkehrt, aber in Beziehung auf den Gegenstand selbst aufrecht steht. Dieses Bild $A'''B'''$ wird nun wie bei dem vorigen Fernrohre mittelst der vierten Ocularlinse angeschaut, und bei gehöriger Lage derselben das aufrechte und vergrößerte Bild $A^{IV.}B^{IV.}$ in der deutlichen Sehweite gesehen. Diese vier Oculare sind planconvexe Linsen, wovon die zwei ersten mit ihren ebenen Flächen gegen das Object gekehrt sind, und zur Umkehrung des Bildes dienen; die zwei anderen aber haben ihre ebenen Seiten gegen das Auge gewendet, und dienen zur Achromatisirung des Bildes.

Die Berechnung eines Erdfernrohrs ist schon sehr complicirt; sie lehrt, daß die Vergrößerung von dem Verhältnisse der Brennweiten der einzelnen Linsen, und von ihrem gegenseiti-

gen Abstande abhängig ist, weßwegen man auch mit denselben Ocularlinsen verschiedene Vergrößerungen bewirken kann, sobald man ihre gegenseitige Entfernung abändert. Indessen gibt es nur bestimmte Lagen dieser Linsen, bei denen das Bild ganz deutlich zum Vorschein kommt; auch darf der Deutlichkeit wegen die Lage der äußersten Linse rücksichtlich des Auges niemals geändert werden.

Nach Kitschiner werden die beiden dem Auge nächsten, und eben so die ganz dem Objective zunächst stehenden Linsen in eine besondere Röhre gefaßt, so daß die Abstände jener sowohl als dieser unter sich unveränderlich bleiben. Diese beiden Röhren sind mittelst einer dritten verbunden, die dazu dient, die mittleren Distanzen der Linsen abzuändern, und dadurch mehrfache Vergrößerungen zu erzeugen. Diese Oculareinrichtungen heißen pankratische. Bei den gewöhnlichen terrestrischen Fernröhren bringt man die Oculare in eine eigene Röhre, und gibt ihnen eine unveränderliche Lage gegen einander. Kleinere Instrumente, deren Länge nicht über zwei Fuß beträgt, bekommen Zugröhren, um sie zusammen zu schieben, und bequem tragen zu können. Bei größeren ist das nicht möglich, weil die Zugröhren fast nie vollkommen gerade sind.

Im Betreff der Helligkeit ist zu dem, was bei den andern Fernröhren angeführt wurde, und auch hier zu gelten hat, noch hinzuzufügen, daß, wenn die irdischen Gegenstände stark von der Sonne erleuchtet sind, sie auch eine stärkere Vergrößerung vertragen, weswegen man auch das Erdfernrohr mit einem zweiten schärferen Oculare zu versehen pflegt. In dem Falle, wo man einen entfernten Gegenstand, z. B. ein Schiff auf dem Meere erkennen will, ohne eine vollkommene Deutlichkeit der einzelnen Theile nöthig zu haben, leistet man auf einen Theil der Helligkeit Verzicht, und gebraucht sehr stark vergrößernde Oculare.

§. 83.

Eigenschaften eines guten Fernrohrs.

Die Eigenschaften eines guten Fernrohrs sind Reinheit und Deutlichkeit des Bildes, große Helligkeit, starke Vergrößerung, großes Gesichtsfeld, und Kürze des Rohrs. Aus der bisherigen Darstellung ist bereits zu ersehen, wie schwierig

diese Eigenschaften zu vereinigen sind. Das Gesichtsfeld ist schon durch die Öffnung des Oculars beschränkt, die nicht 0,3 seiner Brennweite übersteigen soll; und da $\phi = \frac{0.3}{m+1}$, so nimmt es mit der Vergrößerung mehr und mehr ab. Steigert man die Vergrößerung bei unverändertem Objectiv durch Verkürzung der Brennweite der Ocularlinse, so wird das Gesichtsfeld, die Helligkeit und, wegen der durch stärkere Krümmungen vermehrten sphärischen Abweichung, selbst die Deutlichkeit vermindert; darum darf die Brennweite des Oculars niemals unter $\frac{2}{9}$ Zoll verkürzt werden.

Wollte man die Vergrößerung dadurch verstärken, daß man die Brennweite des Objectivs größer nimmt, so wird nicht nur das Rohr unbequem lang, sondern es muß, falls die Helligkeit dieselbe bleiben soll, auch die Öffnung des Objectivs vermehrt werden. Allein Objective mit großen Öffnungen sind äußerst schwierig zu verfertigen; außerdem hat man zu beachten, daß bei einer vollkommenen Ausführung des achromatischen Doppelobjectivs der Überrest der Kugelabweichung zwar sehr gering, und daher bei kleinen Öffnungen des Objectivs und geringer Vergrößerung ganz zu vernachlässigen ist, aber bei starken Öffnungen und Vergrößerungen sehr störend einwirken kann.

Die Rechnung stellt für den Halbmesser der Kugelabweichung eines Objectivs den Ausdruck

$$R = \frac{m x^3 \mu \lambda}{p^3},$$

wo μ, λ für dieselbe Glasart constante Größen sind. Für ein anderes Objectiv hat man

$$R' = \frac{m' x'^3 \mu \lambda}{p'^3}, \text{ folglich}$$

$$R : R' = \frac{m x^3}{p^3} : \frac{m' x'^3}{p'^3}$$

Ist für ein Fernrohr $x = 1$ Zoll, $p = 1$ Fuß; für ein anderes $x' = 4$ Zoll, und $p' = 2$ Fuß, und vergrößert letzteres

bei gleicher Helligkeit viermal mehr als das erste, so daß $\frac{m'}{m} = 4$ ist, so ist $R : R' = 1 \cdot 32$.

Demnach ist es immer möglich, daß der Fehler der Kugelabweichung, der bei dem ersten Fernrohre als sehr klein angenommen werden konnte, bei dem zweiten, wo er 32mal größer erscheint, schon merklich wird, und das Bild recht undeutlich macht. —

Soll nun bei beiden Fernröhren die Deutlichkeit wegen der sphärischen Abweichung dieselbe seyn, so müssen R und R′ gleiche Werthe haben, mithin

$$\frac{mx^3}{p^3} = \frac{m'x'^3}{p'^3}.$$

Sollen beide auch dieselbe Helligkeit haben, so muß

$$\frac{x}{m} = \frac{x'}{m'} \text{ oder } \frac{x}{x'} = \frac{m}{m'}, \text{ mithin}$$

$$\frac{x^4}{p^3} = \frac{x'^4}{p'^3} (x^{4\prime}) \text{ oder: } p : p' = \sqrt[3]{(x^4)} : \sqrt[3]{(x'^4)}$$

Nach genauen Beobachtungen kann man annehmen, daß ein möglichst gut gearbeitetes Objectiv von 19 Zoll Brennweite einen Öffnungshalbmesser von 20 Linien vertrage. Nach diesem Maßstabe und der angeführten Regel sind wir im Stande, für ein jedes andere Objectiv von einer gegebenen Brennweite für gleiche Deutlichkeit und Helligkeit die gehörige nützliche Öffnung zu finden. Man hat nämlich

$$19 : p = \sqrt[3]{20^4} : \sqrt[3]{x^4}, \text{ woraus}$$

$$\log. x = 0{,}3419448 + \frac{3}{4} \log. p.$$

Ist das Objectiv einfach, so erscheint das Bild mit beiden Abweichungen behaftet; vergrößert man es nun durch das Ocular, so werden auch die Abweichungskreise mit dem Bilde größer, und dieß desto mehr, je beträchtlicher die Vergrößerung wächst, so daß man bei sehr starken Vergrößerungen die Theile des Bildes gar nicht mehr zu unterscheiden vermag. So lange also keine achromatische Doppelobjective vorhanden waren, durf

te man dem Oculare keinen großen Antheil an der Vergrößerung lassen, sondern sie durch eine große Brennweite des Objectivs zu erzielen streben; darin liegt ein Grund, warum die alten Astronomen sich so langer Fernröhre bedienten. Aber auch die sphärische Abweichung, die, wie bereits bemerkt wurde, dergestalt störend auf die Deutlichkeit einwirkt, daß der Halbmesser des Abweichungskreises nicht über eine Sekunde betragen darf, mußte man zu vermindern suchen. Aus dem Ausdrucke für R geht hervor, daß dazu eine Beschränkung in der Öffnung des Objectivs, und eine Vermehrung seiner Brennweite nöthig ist. Dieß ist ein zweiter Grund, warum die Länge der alten Telescope so bedeutend vergrößert wurde. Am Ende des 17ten Jahrhundertes hatte man Fernröhre von einer erstaunlichen Länge. Die Künstler Eustachio Divini in Rom, und Campani in Bologna verfertigen Fernröhre von 100 und 150 Fuß Länge; mit diesen machte Dominico Cassini, seine schönen Entdeckungen am Himmel. Der französische Astronom Auzout, der 1695 starb, besaß ein Fernrohr von 600 Fuß Länge. Wie unbequem solche Fernröhre bei Beobachtungen waren, ist leicht einzusehen.

Ganz anders verhält es sich mit den achromatischen Fernröhren, deren Vorzug nicht nur allein in der großen Reinheit und Deutlichkeit der Bilder besteht, sondern auch darin, daß ihre Länge bei derselben Vergrößerung viel kleiner seyn kann, indem die Rücksicht auf die Abweichungen wegfällt, die eigentlich zu der bedeutenden Länge des Fernrohrs bei einfachem Objectiv und starker Vergrößerung nöthigte. Da das Doppelobjectiv eine weitere Öffnung verträgt, so gewinnt auch das Fernrohr eine größere Helligkeit. Außerdem gewährt das Doppelobjectiv bei derselben Vergrößerung ein größeres Gesichtsfeld; denn es war $\phi = \frac{z}{p + p'}$, und $p + p'$ = der Länge des Rohrs; da nun die Länge des achromatischen Fernrohrs kleiner ist, als bei einem nicht achromatischen von derselben vergrößernden Kraft, so muß das Gesichtsfeld ϕ größer erscheinen.

Ist z. B. die Vergrößerung $m = 20$ bei zwei holländischen Fernröhren, deren eines ein Doppelobjectiv, das andere nur ein einfaches hat, und wird bei dem letzteren $p = 36$, der Öffnungshalbmesser des Oculars wegen des Gesichtsfeldes

$z = \frac{1}{20}$, und jener wegen der Helligkeit $x' = \frac{1}{50}$ angenommen, dann ist $p' = 1.8$, $\omega' = \frac{1}{36}$, $\Phi = 5$ Minuten, $x = \frac{2}{5}$, und die Länge des Rohrs $= 34.2$ Zoll.

Bei dem Fernrohre mit dem Doppelobjective kann $p' = \frac{1}{2}$ Zoll, x' und z wie zuvor angenommen werden, und man erhält $p = 10$ Zoll, $\omega' = \frac{1}{10}$ und $x = \frac{2}{5}$, $\Phi = 18$ Minuten und die Länge $= 9.6$.

Die besten Achromaten lieferten Dollond, Ramsden und in der neuesten Zeit Frauenhofer und Plößl. Cauchoix in Paris verfertigt Fernröhre, bei denen die Crownglaslinse des achromatischen Objectivs durch eine Linse von Bergkrystall ersetzt wird; dieß macht eine Verkürzung des Rohrs möglich. Das größte bis jetzt verfertigte, dioptrische Fernrohr ist der Frauenhofer'sche Refractor zu Dorpat. Sein Objectiv hat 9 Par. Zoll Öffnung und 160 Zoll Brennweite, die lineare Vergrößerung mit dem schärfsten Oculare ist 600. Er wird mittelst eines Uhrwerkes in 24 Stunden Sternzeit einmal in einem Kreise herumgeführt, so daß ein Fixstern, den man einmal ins Gesichtsfeld gebracht hat, stets darin bleibt, ohne daß das Instrument einer Beihilfe des Beobachters bedarf.

§. 84.

Von dialytischen Fernröhren *)

Der Ausdruck für die Brennweite eines Doppelobjectivs, die wir y nennen wollen, ist (nach §. 61.)

$$y = \frac{pp'}{p' - p}$$

wo p die Brennweite des Crownglases, und p', jene der Flintglaslinse ist; oder auch

$$y = \frac{p}{1 - \frac{p}{p'}}$$

*) Littrows Dioptrik. Seite 150.

Da nun die Bedingung des Achromatismus bei vernachläßigter Dicke der Linse war

$$\frac{p}{p'} = \frac{\frac{dn}{n-1}}{\frac{dn'}{n'-1}} = \frac{(n'-1)\,dn}{(n-1)\,dn'} = P,$$

$$\text{so ist } y = \frac{p}{1-P},$$

oder, wenn die Brennweite $p = 1$ genommen wird,

$$y = \frac{1}{1-P},$$

wo P ein ächter Bruch ist.

Daraus ist zu ersehen, daß y, und daher auch die Länge eines achromatischen Fernrohrs desto kleiner wird, je kleiner der Bruch P ist. Nun ist aber P offenbar desto kleiner:

1) je kleiner dn, d. i. die Farbenzerstreuung des Converglases ist, oder
2) je kleiner $n' - 1$, das Brechungsverhältniß des Flintglases,
3) je größer dn', oder die Farbenzerstreuung des Flintglases,
4) je größer $n - 1$, das Brechungsverhältniß des Crownglases.

Also kann, wenn eine oder mehrere dieser Bedingungen Statt finden, die Kürze des Rohrs selbst beträchtlich vermindert werden. Hat z. B. eine Crownglaslinse die Brennweite von 2 Fuß und $n = 1.53$, und wird sie mit einer converen Linse von Flintglas verbunden, für welche $n' = 1.58$ unverändert bleiben, aber dn' wachsen soll, so ergibt sich, wenn dn als Einheit angenommen wird,

für $dn' = \frac{10}{8} = 1.25$, die Länge des Fernrohrs $= 16.05$ Fuß
„ $dn' = \frac{10}{5} = 2.00$, „ „ „ „ nur $= 4.42$ „
„ $dn' = \frac{10}{2} = 5.00$, „ „ „ „ „ $= 2.56$ „

Wäre $dn' = \frac{10}{9}$, so würden wir mit der angenommenen Linse von Crownglas das Fernrohr nur bei einer Länge von 132 Fuß achromatisch machen können. Man kann also durch Vergrößerung des Farbenzerstreuungsvermögens des Flintglases das Fernrohr bedeutend verkürzen; allein Flintglas mit vergrößerter Farbenzerstreuung, und zugleich, wie es nothwendig wäre, in großen Stücken ist zu selten zu finden, folglich die Verkürzung des Fernrohrs auf diesem Wege nicht leicht auszuführen.

Herr Direktor Littrow hat das große Verdienst, einen andern Weg zur Erreichung des Zweckes mit Erlangung neuer Vortheile (schon im Jahre 1827) gezeigt, und dadurch die Erfindung der dialytischen Fernröhre veranlaßt zu haben. Er untersuchte nämlich, ob es nicht möglich wäre, ohne Nachtheil für den Achromatismus die Bestandlinsen eines Doppelobjectivs von einander zu trennen; denn da die aus der Convexlinse austretenden Strahlen in convergirenden Richtungen auf die Flintglaslinse fallen, so könnte diese offenbar desto kleiner seyn, je weiter sie von der ersten entfernt werden dürfte. Zugleich suchte er durch den Calcul zu erforschen, ob nicht durch diese Trennung auch die, besonders bei großen Fernröhren so wünschenswerthe Verkürzung zu erreichen wäre. Es kann nicht ohne Interesse seyn, diese scharfsinnige Untersuchung etwas näher kennen zu lernen.

Es sey die gegenseitige Entfernung der beiden Linsen des Objectivs $=\Delta$, so gibt der Calcul für die vierte Vereinigungsweite der Centralstrahlen (von der vierten Fläche an gerechnet) in einem achromatischen Objectiv

$$y = \frac{(1-\Delta)^2}{1-P-\Delta},$$

also für die Länge dieses Fernrohrs $L' = y + \Delta$ oder,

$$L' = \frac{(1-\Delta)^2 + \Delta\,(1-P-\Delta)}{1-P-\Delta} = \frac{1-\Delta\,(P+1)}{1-P-\Delta}.$$

Bei der alten Einrichtung des Objectivs, wo sich die Bestandlinsen berühren, ist die Länge des Fernrohrs

$$L = \frac{1}{1-P}$$

Soll nun $L' < L$ seyn, so müßte Δ so gewählt werden, daß

$$L - L' = \frac{P^2 \Delta}{(1-P)\,(P+\Delta-1)}$$

positiv, und so groß als möglich werde.

Weil aber auch y und L' positiv seyn müssen, so müßte zugleich $1 - P > \Delta$ und

$$\Delta < \frac{1}{1+P}$$

genommen werden; allein die erste dieser Bedingungen steht im Widerspruche mit der, welche sich aus dem Ausdrucke $L - L'$ ergibt, nach welcher $\Delta > 1 - P$ seyn muß, damit $L - L'$ positiv werde. Also gibt es keinen Werth für Δ, der das Rohr kürzer machen könnte, und die alte Einrichtung, wobei $\Delta = o$ ist, verdiente in dieser Beziehung den Vorzug. Indessen muß man doch untersuchen, ob es nicht Werthe von Δ gibt, welche nur eine sehr kleine Verlängerung des Fernrohrs nöthig machen würden. — Man setze zu diesem Zwecke $\Delta = x\,(1 - P)$, wo x eine willkührliche Größe ist, die jedoch so genommen wird, daß

$$L' - L = \frac{P^2 x}{(1-P)\,(1-x)}$$

positiv, und so klein als möglich werde. Für unsere bisher gebräuchlichen Glasarten ist aber P nahe $= 0,5$ bis $0,7$; also hat man für den letzten Fall

$$L' - L = \frac{1,63\ x}{1 - x},$$

woraus folgt, daß x sehr klein, und daher Δ noch kleiner seyn müßte, damit bei der neuen Anordung die Länge des Fernrohrs nicht bedeutend größer werde. Demnach würde von dieser Seite nichts gewonnen.

Findet jedoch eine oder mehrere der oben erwähnten vier Bedingungen Statt, so wäre für diese neue Glasgattung P viel kleiner, als bei der alten; nimmt aber P ab, so können für x schon größere Werthe gewählt werden, ohne die Differenz $L' - L$, also die Länge des neuen Fernrohrs, bedeutend zu vergrößern. Wird der Werth von x größer und P kleiner, so nimmt

auch Δ beträchtlich zu, wie es aus der Gleichung für Δ ersichtlich ist; allein dadurch wird der große Vortheil erlangt, daß eine viel kleinere Linse von Flintglas gebraucht, und doch dieselbe Wirkung erhalten werden kann, wie bei der früheren Anordnung, wo beide sich berührende Linsen gleiche Größe haben müssen.

Wäre $P = 0.3$, $x = \frac{1}{2}$, so ist $\Delta = 0.35$, $L' - L = 0.13$, und $O = 0.65$.

$P = 0.3$, $x = \frac{3}{4}$, $\Delta = 0.52$, $L' - L = 0.38$, und $O = 0.48$

$P = 0.1$, $x = \frac{1}{2}$, $\Delta = 0.45$, $L' - L = 0.01$, und $O = 0.55$

$P = 0.1$, $x = \frac{3}{4}$, $\Delta = 0.67$, $L' - L = 0.03$, und $O = 0.33$

wo O die Öffnung der zweiten Linse in Theilen der ersten ausdrückt, und die Größen Δ, und $L' - L$, in Theilen der Brennweite der Crownglaslinse gegeben sind.

Wäre z. B. für den ersten Fall die Brennweite des Crownglases 2 Fuß, und ihr Öffnungsdurchmesser = 4 Zoll, so wird, wenn man die beiden Linsen in die Entfernung von 0.7 Fuß bringt, dadurch die Länge des Rohrs um $0.13 \times 2 = 0.26$ Fuß vermehrt; aber der Durchmesser der Flintglaslinse wird nur den 0.65sten Theil der 1ten, folglich nur 2.6 Zoll betragen.

Die vorgeschlagenen Glasarten, die einer oder mehreren dieser Bedingungen entsprechen, gewähren also den Vortheil, daß man von ihnen nur kleine reine Stücke nöthig hat, und zwar desto kleinere, je mehr das Glas jenen Bedingungen entspricht, oder je kleiner P ist. Dadurch wird die große Schwierigkeit, Flintglaslinsen von bedeutenden Dimensionen, und zugleich ohne Streifen, und Wellen zu erhalten, beseitigt, und folglich auch der Preis der Instrumente vermindert. Aber auch die Länge des Rohrs wird bedeutend vermindert, weil durch den kleineren Werth von P die Länge des Fernrohrs in einem viel größeren Verhältnisse verkürzt, als durch die gegenwärtige Trennung vergrößert wird. So würde mit dem gewöhnlichen Flintglase, für welches $P = 0.66$ ist, bei der alten Einrichtung,

wo $\Delta = 0$. ist, $L = \dfrac{1}{1 - P} = 2.94$

der Brennweite der Crownglaslinse, also für den obigen Fall 5.88 Fuß betragen; hingegen, wenn $P = 0.3$ und $\Delta = 0$. ist, so beträgt die Länge 2.86 Fuß; für $\Delta = 0.7$ Fuß wird die Länge um 0.26 F. vermehrt, also 3.12 F. betragen; diese Länge ist aber um 2.76 F. kleiner als die bei der alten Einrichtung.

Herr Director Littrow entwickelt in seiner Dioptrik auch die Methode zur Berechnung eines so eingerichteten Fernrohrs. Der ausgezeichnete Optiker Plößl in Wien unternahm die praktische Ausführung, und brachte im September 1832 das erste dialytische Fernrohr (von διαλύω trennen) zu Stande, dessen Crownglaslinse 25 Linien, die Flintglaslinse 16 Linien, die Focallänge 22 Pariser Zoll betrug, und das sich in jeder Rücksicht als ausgezeichnet bewährt hat. Da dem Künstler die in der Theorie angenommenen Glasarten nicht zu Gebothe standen, so versuchte er es die zweite innere Linse, die aus der neuen Glasart verfertigt seyn sollte, durch eine eigends construirte Doppellinse von Crown- und Flintglas zu ersetzen; allein obgleich der Versuch glücklich ausfiel, so ist es gewiß, daß die Resultate noch glänzender seyn würden, wenn die innere Linse aus einem mit den erforderlichen Eigenschaften versehenen Glase gearbeitet wäre. — Seit dieser Zeit hat Plößl schon viele dialytische Fernröhre, auch von größeren Dimensionen rühmlichst ausgeführt, die nach dem einstimmigen Urtheile der Kenner die Erwartung übertroffen haben, indem sie nebst den vorhin angezeigten Vortheilen, auch eine größere Schärfe, und Lichtstärke besitzen, als die bisherigen achromatischen Fernröhre von gleichen Dimensionen. Die Ursache davon liegt nach Herrn Director Littrow darin, daß die Lichtstrahlen, nach ihrem Durchgange durch die Flintglaslinse, sich mit viel größeren Winkeln, als bisher, zu dem Bilde vereinigen; aber je größer der Winkel, unter welchem sich z. B. zwey auf Papier verzeichnete feine Linien schneiden, desto sicherer kann man den Durchschnittspunkt mit einer Nadelspitze bezeichnen; folglich wird auch der Durchschnittspunkt der einem Punkte des Objectes zugehörigen Strahlen, als der Ort des Bildes, mit desto mehr Präcision und schärferer Begränzung erscheinen, unter je größerem Winkel sich die Lichtstrahlen schneiden. (Baumgart. Zeitsch. n. F. III. 57.)

Barlow construirte schon früher ein Fernrohr, an dessen Objectiv die Flintglaslinse durch eine Linse von Schwefelkohlenstoff, der zwischen Gläser eingeschlossen war, vertreten wird. Das große Farbenzerstreuungsvermögen dieser Flüssigkeit setzte ihn in den Stand, die flüssige Linse von der Crownglaslinse zu entfernen, wodurch sich wieder der Vortheil ergab, daß die flüssige Linse kleiner seyn konnte, als die Öffnung des Objectivs. Dieses Instrument soll sich durch eine besondere Farbenlosigkeit und Schärfe in der Darstellung der Gegenstände auszeichnen.

§. 85.

Catoptrische Fernröhre.

Der wesentlichste Theil dieser Telescope ist ein großer sorgfältig gearbeiteter Hohlspiegel von Metall, der, gegen das entfernte Object gewendet, in seiner Brennweite ($= p$) ein verkehrtes Bild dieses Objectes darstellt. Nach der Art dieses Bild anzuschauen, unterscheidet man vier Arten von catoptrischen Fernröhren.

1. Das Gregory'sche.

Gregory, ein Zeitgenosse Newtons, construirte ein Spiegeltelescop wo dem großen Hohlspiegel M ein kleiner metallener Hohlspiegel N so gegenübergestellt wird, daß das umgekehrte Bild des Objektivs $A'B'$ zwischen den Brennpunkt und den Krümmungsmittelpunkt des Spiegels N fällt; mithin werden die Strahlen von N dergestalt reflectirt, daß ein vergrößertes, rücksichtlich $A'B'$ verkehrtes, aber in Hinsicht auf das Object aufrecht stehendes Bild $A''B''$ in einer Öffnung entsteht, welche in der Mitte des großen Hohlspiegels gebohrt ist. In dieser Öffnung ist eine Röhre mit einer Sammellinse von kurzer Brennweite, mittelst welcher das Bild angeschaut wird. Der kleine Spiegel wird mittelst einer Schraube dem Bilde $A'B'$ genähert, oder von ihm entfernt, um das zweite Bild $A''B''$ in einen Abstand vom Ocular zu bringen, welchen die Sehweite des Beobachters und die Entfernung des Objectes erheischt.

Dieses Instrument zeigt wohl die Bilder aufrecht, und vergrößert, weshalb es auch zur Betrachtung irdischer Gegenstände gebraucht werden kann; allein wegen der Kugelabweichung der beiden Spiegel leiden die Bilder an Undeutlichkeit,

und das Fernrohr verträgt durchaus keine sehr starken Vergrößerungen. — Das Ocular wird auch mittelst eines Collectivglases achromatisirt, wie beim astronomischen Fernrohre.

2. Cassegrain'sche

Dieses Instrument unterscheidet sich von dem vorigen nur dadurch, daß zur Verminderung der Kugelabweichung anstatt des kleinen Hohlspiegels ein kleiner Convexspiegel angebracht ist, aber so, daß ihn die Strahlen vor ihrer Vereinigung treffen; in diesem Falle erleiden die Strahlen (nach §. 32.) eine solche Reflexion, daß ein verkehrtes und vergrößertes Bild vor dem Convexspiegel, und zwar wieder in der Öffnung des großen Hohlspiegels entsteht. Diese Art der Telescope ist aber nicht mehr im Gebrauche.

3. Newton'sche.

Newton brachte im Jahre 1672 seinen Reflector zu Stande; er ist so eingerichtet, daß die vom Hohlspiegel M reflectirten Strahlen vor ihrer Vereinigung, also convergirend, auf einen kleinen ebenen, unter 45° geneigten Spiegel N fallen, und seitwärts reflectirt werden. Das horizontal liegende Bild, welches (nach §. 24. 6.) vor dem ebenen Spiegel erscheint, wird mittelst einer Convexlinse angeschaut, und sowohl vergrößert, als deutlich, gesehen.

Dieses Fernrohr hat die Unbequemlichkeit, daß es die Gegenstände nicht in ihrer natürlichen Lage zeigt, und zum Aufsuchen derselben viel Mühe erfordert. Letzterem Übelstande hilft man einiger Massen durch ein kleines dioptrisches Fernrohr (P) ab, das parallel mit der Axe des Rohrs aufgestellt ist, und Sucher genannt wird.

4. Herschels Reflector

Ist das vorzüglichste von allen Spiegelteleseopen, und besteht aus einem Hohlspiegel, der etwas gegen die Axe des Rohrs geneigt ist, damit das in seiner Brennweite entstandene verkehrte Bild eines entfernten Gegenstandes in der Nähe des untern Randes der Röhre erscheine, wo es durch ein auf gewöhnliche Weise construirtes Ocular betrachtet wird.

Man sieht leicht ein, daß die Hinweglassung des zweiten Spiegels die Lichtstärke vermehrt, daß aber solche Instrumente

große Hohlspiegel haben müssen, damit die Menge der Strahlen, die durch den Kopf des Beobachters zurückgehalten werden, gegen die ganze, auf den Spiegel auffallende Lichtmenge unbedeutend würde.

Die Vergrößerung dieses Instruments findet man auf eine einfache Weise. Der Sehwinkel ϕ, unter welchem der Beobachter von seinem Standorte beim Ocular den halben Gegenstand mit freyem Auge sieht, ist derselbe, als wenn er sich im Krümmungsmittelpunkte des Spiegels befände, der Unterschied ist wenigstens verschwindend klein; aber der Sehwinkel ϕ ist gleich dem Winkel, unter welchem das durch den Hohlspiegel in der Brennweite p erzeugte Bild A'B' vom Mittelpunkte aus gesehen wird, mithin

$$\phi = \frac{A'B'}{p},$$

weil p gleich dem halben Halbmesser, und mithin auch gleich dem Abstande des Bildes vom Mittelpunkte ist.

Dieses Bild wird durch die Convexlinse unter dem Winkel ψ gesehen, und da beim deutlichen Sehen A'B' nahe in der Brennweite p' dieser Linse steht, so ist:

$$\psi = \frac{A'B'}{p'}, \text{ mithin}$$

$$\frac{\psi}{\phi} = m = \frac{p}{p'}$$

Auf ähnliche Weise findet man die Vergrößerung bei Newtons Telescope.

Der größte Reflector, womit der berühmte Herschel seine merkwürdigen astronomischen Endeckungen machte, hat einen Hohlspiegel von 4 Fuß Öffnung, und 40 Fuß Brennweite, wiegt 25 Zentner vergrößert 7000 mal, und bringt 36500 mal mehr Licht ins Auge, als dieses ohne Fernrohr erhalten würde.

Vergleichung der catoptrischen mit den dioptrischen Fernröhren.

Die Spiegeltelescope besitzen vor den dioptrischen den Vorzug, daß bey ihren Objectiven die Abweichung wegen der Farbenzerstreuung ganz wegfällt, und auch (nach §. 50. 4.)

die Kugelabweichung bedeutend kleiner ist, als bei Objectivlinsen von gleicher Öffnung und Brennweite; dieser letztere Umstand macht, daß die Objective der Spiegeltelescope eine viel größere Öffnung vertragen, als die der dioptrischen. Dafür absorbiren die Spiegel viel mehr von dem auffallenden Lichte, als Glaslinsen; deshalb klagte Frauenhofer die Reflectoren des Mangels an Licht an, und gab den Refractoren den Vorzug. Allein Herschel der jüngere nimmt die Reflectoren in Schutz, behauptet, daß die Metallspiegel nur $\frac{1}{3}$ des auffallenden Lichtes absorbiren, und weiset durch Vergleichungen nach; daß ein dioptrisches Fernrohr so viel, als ein catoptrisches mit einem Spiegel leistet, wenn sich ihre Öffnungen verhalten, wie 5: 6.; welches Verhältniß 7: 10 seyn muß, wenn das catoptrische mit zwey Spiegeln versehen ist. Nach Amici ist dieses Verhältniß 3: 4.

Unbestritten bleibt aber die größere Bequemlichkeit bei Handhabung der dioptrischen Instrumente, und auch ihre größere Dauerhaftigkeit; indem die Metallspiegel, die man allein wegen der hohen Politur, die sie annehmen, gebrauchen kann, durch die Einwirkung der atmospärischen Luft an ihrer Oberfläche zur Oxydation kommen, auf die Art ihre Politur, und damit auch ihre Brauchbarkeit verlieren.

Es ist allerdings wahr, daß es viel leichter ist, große Hohlspiegel sich zu verschaffen, als große homogene Glasstücke zu Linsen, und daß daher Reflectoren leichter als Refractoren zu haben sind; indessen ist durch die Erfindung der dialytischen Fernröhre, wo die Achromatisirung durch eine kleinere Flintglaslinse zu Stande gebracht werden kann, auch hierin eine Änderung eingetreten.

§. 86.

Prüfung eines Fernrohrs.

Zur Prüfung eines Fernrohrs in Beziehung auf die Deutlichkeit taugen vorzüglich selbstleuchtende Gegenstände auf dunklerem Grunde, also Himmelskörper zur Nachtzeit. Ihr Bild muß hell, rein, scharf begränzt, und mit farbenlosem Rande erscheinen, es mag sich in der Mitte des Gesichtsfeldes

oder am Rande befinden; jedoch ist selbst bei den besten Fernröhren das Bild am Rande weniger hell, als in der Mitte, weil von den weiter von der Axe befindlichen Punkten weniger Lichtstrahlen in das Auge kommen können, als von denen, die in oder nahe an der Axe liegen; indessen darf dieser Unterschied in der Helligkeit nicht sehr auffallend hervortreten. Die scharfe Begränzung des Bildes prüft man am besten an einem Doppelsterne, der sich nur dann in zwei von einander geschiedene Sterne auflöset, wenn diese Begränzung wirklich Statt findet. Ein Fixstern darf sich nur als Feuerpunkt darstellen. Bei einem guten Fernrohre muß es auch möglich seyn, durch jeden Punkt des Objectives das Ocular zu sehen. Die Größe des Gesichtsfeldes bestimmt man, indem man den Gesichtswinkel desjenigen Gegenstandes mißt, der genau das ganze Gesichtsfeld des Fernrohrs ausfüllt.

Die Vergrößerung eines astronomischen oder holländischen Fernrohrs kann man, wie bekannt, aus den Brennweiten der Linsen berechnen. Die Brennweite der Ocularlinse findet man leicht, wenn man das Bild der Sonne oder eines sehr entfernten irdischen Gegenstandes auf eine weiße Fläche fallen läßt, und den senkrechten Abstand der Linse von der Fläche mißt. Die Brennweite des Objectivs, die oft sehr groß ist, findet man nach Maskylene durch folgendes Verfahren: Man richte ein kleines Fernrohr, das man an einem horizontalen Tische aufstellt, so ein, daß man einen sehr entfernten Gegenstand z. B. den Mond deutlich sieht, bringe vor das Objectiv desselben das neue zu prüfende Objectiv in eine dem vorigen parallele Lage, und lasse von einem Gehülfen ein den beiden Objectiven parallel gestelltes Buch, oder eine feine Zeichnung so lange entfernen, bis das Auge am Ocular des kleinen Fernrohrs die Buchstaben so deutlich sieht, wie vorhin den sehr entfernten Gegenstand. Ist dieser Fall eingetreten, so ist man gewiß, daß bei dieser Entfernung des Buches das Objectiv des Fernrohrs mittelst des neuen Objectivs die Strahlen in eben so parallelen Richtungen erhält, wie vorhin von dem weit entlegenen Gegenstande; treten aber die einem Punkte des Objectes zukommenden Strahlen aus dem neuen Objective unter sich parallel heraus, so muß sich das Object in seiner Brennweite befinden; also gibt der leicht zu messende Abstand des Buches von diesem Objective dessen Brennweite.

Man hat auch mehrere praktische Methoden um die Vergrößerungen eines jeden Fernrohrs zu finden. Eine dieser Methoden besteht darin, daß man das Fernrohr auf einen entfernten, in gleiche Theile getheilten Gegenstand z. B. auf eine Ziegelmauer, wo noch die Ziegelreihen sichtbar sind, richtet, und mit einem Auge das Bild im Fernrohre, mit dem andern den Gegenstand betrachtet, und zählt wie viele Abtheilungen des Gegenstandes in eine Abtheilung des Bildes fallen; der Quotient gibt die Vergrößerungszahl an. Jedoch erfordert dieses Verfahren einige Übung, und kann mit Sicherheit nur bei Fernröhren von nicht bedeutend vergrößernder Kraft angewendet werden.

Eine leichtere und selbst für stark vergrößernde Fernröhre brauchbare Methode ist folgende: Man bringe an der Seite des Oculars einen kleinen ebenen Spiegel, und neige seine spiegelnde Fläche unter 45° gegen die Axe des Rohrs. Hierauf stelle man 8 Zoll weit hinter den Spiegel eine geschwärzte Tafel, auf der eine weiße Linienscala M verzeichnet ist, und bringe eine gleiche Tafel N in eine bestimmte Entfernung ($= d$) vor das Fernrohr. Der Beobachter sieht die letztere Tafel im Spiegel projecirt auf der ersteren, und kann folglich untersuchen, wie viele Theile der direct gesehenen Scala von einem Theile des Bildes gedeckt werden. Nennt man die absolute Größe dieses einen Theils des Bildes $= a$, so ist der Sehwinkel unter dem a mit freyem Auge gesehen würde

$$\phi = \frac{a}{d}.$$

Ist A die Größe, in der a im Bilde erscheint, und die an der Scala M gemessen wird, ψ der Sehwinkel, unter dem A in dem Abstande der deutlichen Sehweite von 8″ gesehen wird,

$$\text{so ist: } \psi = \frac{A}{8}, \text{ mithin}$$

$$\frac{\psi}{\phi} = m = \frac{Ad}{8a}$$

Uiber Construction, Zerlegung und Wiederzusammensetzung des Fernrohrs, Reinigung der Linsen sind insbesondere zu empfehlen: Prechtls praktische Dioptrik. Wien 1828. Littrows Dioptrik. Wien 1830. und Baumgartners Supplementband.

§. 87.

Gebrauch der Linsen als Brenngläser, und auf Leuchtthürmen.

Sammellinsen können auch als Brenngläser dienen, indem man mittelst derselben das Sonnenlicht verdichten, und dadurch eine hohe Hitze zu erzeugen vermag. Die näheren Eigenschaften des Brennglases, lassen sich auf ähnliche Weise wie jene der Brennspiegel entwickeln.

Läßt man directes Sonnenlicht auf eine Sammellinse fallen, so erscheint ihr kreisrundes Bild in der Brennweite der Linse, und wird hier der Brennraum genannt. Der Halbmesser des Brennraumes $a'c'$ (Fig. 137.) ist $= p$ tang. $a'oc'$; da aber $a'oc' = \phi$, dem Sehwinkel unter dem der Halbmesser der Sonne erscheint, also $\phi = 16$ Minuten,

$$\text{so ist } a'c' = p \text{ tang. } 16' = \frac{p}{216}$$

Bezeichnet man die Dichte des Sonnenlichtes, das den Brennraum ohne Linse beleuchten würde mit 1, und jene, die durch die Linse, die den Öffnungshalbmesser x hat, daselbst erzeugt wird, mit λ, so hat man (sieh §. 34.)

$$1 : \lambda = \left(\frac{p}{216}\right)^2 : x^2, \text{ oder } \frac{\lambda}{1} = 46656 \frac{x^2}{p^2};$$

woraus man ersieht, daß $\frac{\lambda}{1}$ d. i. die Brennkraft der Linse desto mehr wächst:

a) je kleiner die Brennweite der Linse ist; darum eignen sich biconvexe Linsen besser zu Brenngläsern, als die andern Linsenarten;

b) je größere Öffnung der Linse gegeben wird. Der Einfluß der Kugelabweichung ist hier nicht zu besorgen, weil es hier nur darauf ankommt, eine große Menge von Strahlen in den Brennraum der Linse so nahe als möglich zusammen zu bringen; doch gibt man dem Brennglase niemals eine Öffnung über 40°.

Man verbindet auch mehrere Linsen auf die Weise, daß sie in der Form eines Polygons um ihren gemeinschaftlichen

Brennpunkt gestellt sind; denen, die schief gegen das einfallende Sonnenlicht stehen, wird das Licht mittelst ebener Spiegel zugeführt (Fig. 138.).

Große Brenngläser macht man aus zwei Uhrschalen, die man zusammensetzt, und den hohlen Raum mit Wasser oder Weingeist ausfüllt. Tschirnhausen verfertigte ein Brennglas von 3 Fuß Öffnung und 12 Fuß Brennweite.

Bringt man hinter das Brennglas noch eine Collectivlinse an, so wird der Brennraum bedeutend verengert, dadurch die Dichte der Strahlen und somit die Brennkraft auffallend gesteigert.

Die Sammellinsen können mit Vortheil auch auf Leuchtthürmen angewendet werden. In der neueren Zeit wird folgende Einrichtung empfohlen. Acht quadratisch zugeschnittene Sammellgläser von 27 ½ Zoll Seite sind zu einem achteckigen Prisma verbunden, dessen 34 Zoll weit entfernter Mittelpunkt der gemeinschaftliche Brennpunkt aller 8 Linsen ist. Daselbst befindet sich eine hellbrennende Lampe, deren Strahlen aus der Linse parallel heraustreten würden, wenn die Lampe nur ein Punkt wäre; wegen der Größe der Flamme werden wohl die Richtungen der austretenden Strahlen nicht genau parallel, aber doch noch immer so wenig vom Parallelismus abweichen, daß sie noch in großer Ferne einen Lichteindruck zu erzeugen vermögen.

Um die dunklen Zwischenräume, welche die aus den 8 Linsen kommenden Strahlen lassen, minder breit zu machen, bilden 8 andere Linsen oberhalb der ersteren eine abgekürzte Pyramide, deren Seiten gegen jene dunklen Zwischenräume gewendet sind. Das wegen der geneigten Lage dieser Gläser aufwärts gehende Licht wird mittelst ebener Spiegel in horizontaler Richtung zurückgeworfen, und daher werden auch noch die dunkel gebliebenen Zwischenräume erleuchtet; doch ist das Licht der oberen Gläser, wie leicht einzusehen ist, schwächer, als das der unteren. Die ganze Verbindung der Gläser erhält eine drehende Bewegung, um eine durch den Mittelpunkt gehende verticale Axe, und man sieht daher in der Ferne bald das stärkere Licht der untern, bald das schwächere der oberen Gläser mit Unterbrechungen von kurz dauernder Dunkelheit. Dieser Wechsel des Lichtes gewährt

dem Schiffer die Überzeugung, daß er wirklich einen Leuchtthurm sieht.

§. 88.

Einige minder wichtige optische Instrumente.

1. Der optische Kasten.

Ist eine Vorrichtung, wodurch große perspectivische Zeichnungen mittelst einer Sammellinse von 1 — 2 Fuß Brennweite betrachtet werden. Die Zeichnung muß ein wenig innerhalb der Brennweite stehen.

2. Die dunkle Kammer.

Die dunkle Kammer oder Camera obscura (Fig. 139.) hat den Zweck, ein Bild von entfernten Gegenständen auf einer Tafel hervorzubringen, und es da nöthigenfalls abzuzeichnen. Sie besteht aus einem inwendig geschwärzten Kasten, der oben mit einer beweglichen Röhre, die eine Sammellinse trägt, versehen ist; oberhalb der Linse ist ein Planspiegel unter dem Winkel von 45° angebracht, welcher das von entfernten Gegenständen kommende Licht so auf die Linse leitet, als befänden sich die Gegenstände in derselben Entfernung hinter dem Spiegel in horizontaler Lage. Demnach entsteht, bei gehöriger Stellung der Linse, am Boden des Kastens eine Abbildung dieser Gegenstände, die man mit einem weißen Papiere auffangen und abzeichnen kann. — Damit das Bild recht lebhaft erscheine, muß der Kasten alles fremdartige Seitenlicht abhalten, und der Gegenstand selbst stark beleuchtet seyn. Wären die abzubildenden Gegenstände näher, so wird die Vereinigungsweite größer, weswegen die Linse vom Boden entfernt werden muß, um die Vereinigunspunkte wieder genau auf den Boden zu bringen. — Die Deutlichkeit des Bildes wird vermehrt, wenn der Boden etwas concav ist.

Vincent und Chevalier ersetzen den Spiegel und die Linse durch ein Glas, dessen Durchschnitt durch die Figur (140.) vorgestellt wird. Die eine Seitenfläche AB ist eben, die zweite AC convex, und die dritte BC concav. Die Strahlen eines fernen Gegenstandes, die durch die convexe Seite eintreten, und gebrochen werden, erleiden an der ebenen Fläche

eine totale Reflexion, und haben nach ihrem Austritte an der concaven Seite eine solche Convergenz, als wenn sie durch ein gewöhnliches concav convexes Glas gegangen wären, und so entsteht unterhalb BC ein Bild des Gegenstandes. — Man gibt der dunklen Kammer auch die Einrichtung, daß man die Linse an der Vorderseite anbringt (Fig. 141.), und die durch sie gebrochenen Strahlen vor ihrer Vereinigung mit einem unter 45° geneigten Planspiegel auffängt, und gegen eine mattgeschliffene Glasplatte ST reflectirt, wo beim gehörigen Abstande der beweglich eingerichteten Linse das Bild des Gegenstandes mit Deutlichkeit erscheint. (§. 24. 6.) Über der Platte, und auch an den Seiten derselben sind Deckel angebracht, um das die Lebhaftigkeit des Bildes störende Seitenlicht abzuhalten.

Ist der Apparat so eingerichtet, daß das Bild statt mit der Platte ST aufgefangen zu werden, mit einer zweiten Converlinse angesehen wird, so nennt man ihn eine helle Kammer (camera clara.)

3. Camera lucida von Wollaston.

Auch dieses Instrument hat den Zweck ein treues Bild von einem wohlbeleuchteten Gegenstande, einem Gebäude, oder einer Landschaft zu erzeugen, um es abzuzeichnen. Es besteht aus einem kleinen vierseitigen Glasprisma ABCD (Fig. 142.), welches man so zuschleift, daß der Winkel B ein rechter, die Seite AB = BC, und AD = DC, mithin der Winkel

$$A = C = 67\tfrac{1}{2}^\circ$$

und D = 135° wird. Es ist hinreichend, wenn die Höhe BC = ½ Zoll, und die Länge einen Zoll beträgt. Wird die Seite BC gegen das abzuzeichnende Object so gewendet, daß das von einem Punkte kommende Lichtbündel SE in senkrechter Richtung auffält, so geht das Licht ungebrochen durch, und gelangt auf die Fläche DC unter dem Einfallswinkel

$$EFG = C = 67\tfrac{1}{2}^\circ.$$

Bei einem so großen Einfallswinkel erfolgt eine totale Reflexion gegen die Seite AD; und da AD unter demselben Einfallswinkel getroffen wird, indem

$$DFH = EFC = 22\frac{1}{2}°, \; D = 135°$$

mithin $FHD = 22\frac{1}{2}$, und der Ergänzungswinkel

$$JHF = 67\frac{1}{2}° \text{ ist;}$$

so findet auch daselbst eine totale Reflexion Statt, wodurch das Lichtbündel (wegen $A + AHK = 90°$) auf AB unter einem rechten Winkel geworfen, und daselbst nahe an der Kante ungebrochen aus dem Prisma austritt. — Das über AB befindliche Auge O hat eine solche Lage, daß die Mitte seiner Pupille beinahe über der Kante A ruht, und daher durch die eine Hälfte vermög des reflectirten Lichtes das Bild des Gegenstandes S in der Verlängerung des Strahls, durch die andere aber vermög des direkt kommenden Lichtes, den Ort der horizontalen Tafel sieht, auf der jenes Bild erscheint. Hält man über einen Punkt des Bildes die Spitze einer Bleyfeder, so unterscheidet man beide auf einmal, und ist so im Stande die Zeichnung vorzunehmen.

Es gehört viel Aufmerksamkeit und Übung dazu, um das Auge in der passenden Stellung zu erhalten; daher versieht man das Prisma mit einem Absehen, indem man AB mit einer geschwärzten Platte bedeckt, die dort, wo sich die Pupille befinden soll, einen kleinen Ausschnitt hat.

Das Ganze befindet sich auf einem Stativ, und ist so eingerichtet, daß man das Prisma von der Papierfläche mit dem Bilde entfernen, oder ihr nähern, und ihm auch die gehörige Neigung gegen die einfallenden Strahlen geben kann.

4. Camera lucida von Amici.

Amici gab diesem Instrument folgende Einrichtung: AB (Fig. 143.) ist ein gegen drey Linien dickes Planglas mit parallelen Wänden, CD ein metallener Planspiegel gegen AB um 135° geneigt. Fallen von einem Punkte S Strahlen auf CD, so werden sie total reflectirt, kommen auf AB, erleiden eine zweite totale Reflexion, und so gelangen sie ins Auge O, das den Punkt S in der Richtung FO in M sieht, und zugleich den Punkt M durch direktes Licht, das durch AB ungebrochen geht, oder die Spitze des hier befindlichen Zeich-

nungsstiftes wahrnimmt. Mit diesem Instrumente kann die Zeichnung mit mehr Leichtigkeit als mit dem Wollastonischen ausgeführt werden. Fig. 144 stellt eine andere von Amici erdachte Vorrichtung vor. ABC ist ein Glasprisma, dessen Seiten AB nnd AC gleich sind, und der Winkel A ein rechter; DE ist ein Planglas mit parallelen Wänden. Der Gang der Strahlen ist für sich klar.

5. Die Zauberlaterne.

Dieser mehr zur Spielerey dienende Apparat besteht aus einer Lampe M (Fig. 145.), die in der Brennweite des Hohlspiegels N steht, und zur Beleuchtung eines auf Glas mit durchsichtigen Farben gemahlten Objectes AB dient. Dieses Object steht innerhalb der Brennweite der Linse E, weßwegen die Strahlen auf die Linse F so auffallen, als kämen sie von einem entfernter liegenden und vergrößerten Gegenstande A'B'. Hat die zweite Linse eine solche Lage, daß A'B' außerhalb ihrer Brennweite fällt, so erscheint hinter F ein vergrößertes und umgekehrtes Bild von CD, das an einer weißen Wand, die genau in der Vereinigungsweite der Strahlen steht, aufgefangen wird. Soll das Bild in seiner natürlichen Lage erscheinen, so muß das Gemälde umgekehrt eingesetzt werden.

Um den Bildern die gehörige Lebhaftigkeit zu geben, muß nicht nur die Erleuchtung des Objectes intensiv seyn, sondern die Erscheinung muß in einem dunklen Zimmer hervorgebracht werden, so daß die Zuschauer kein anderes Licht bekommen, als das, welches durch die Linsen auf die Wand fällt. — Spiegel und Lampe befinden sich in einem Kasten.

Die Erscheinungen der Phantasmagorie werden auf ähnliche Weise hervorgebracht. Nur erscheint das Bild auf einem durchscheinenden Vorhange, hinter dem sich die Zuschauer befinden; auch ist die Zauberlaterne, auf einem kleinen Wagen, dessen Räderchen zur Vermeidung des Geräusches an ihrem Umfange mit Tuch überzogen sind. Dadurch ist es möglich, den Apparat dem Vorhange zu nähern, oder von ihm zu entfernen, und so jedesmal die Vereinigungspunkte der von jedem Punkte des Objects kommenden Strahlenkegel auf den Vorhang zu bringen, es mag durch Entfernung der Linse F vom Objecte die Vereinigungsweite, und damit das Bild verkleinert, oder durch Verminderung dieses Abstandes die Vereinigungsweite und die Vergrößerung des Bildes vermehrt werden.

Da die Zuschauer wegen der herrschenden Dunkelheit des Locals den Vorhang nicht sehen, und anders kein Mittel besitzen, um die Entfernung des Bildes zu beurtheilen, als den Sehwinkel, unter dem das Bild erscheint, so sind sie auch nicht im Stande, sich der Täuschung hinsichtlich der Entfernung zu erwehren. Zeigt man zuerst das Bild, z. B. eines Menschen recht klein, so versetzen es die Zuschauer in eine weite Ferne, wie es aber mehr und mehr vergrößert wird, glaubt man zuversichtlich, die Gestalt rücke dem Zuschauer immer näher.

Jedoch hat die Phantasmagorie den Fehler, daß das vergrößerte Bild, anstatt wegen der größeren Nähe stärker erleuchtet zu seyn, wie das bei den wirklichen Gegenständen wirklich der Fall ist, in einer desto schwächeren Beleuchtung sich zeigt, je bedeutender die Vergrößerung und die scheinbare Annäherung ist.

Allgemeine Darstellung der Undulationslehre*

§. 89.

Bevor wir zur Darstellung der noch übrigen Reihe von Lichterscheinungen übergehen, scheint es mir zweckmäßig, die Undulationslehre, welche die Erscheinungen des Lichtes auf eine einfache, und am meisten befriedigende Weise erklärt, näher zu entwickeln; indem eine nähere Bekanntschaft mit dieser Theorie die gründliche Einsicht in die Lehre der noch vorzutragenden Erscheinungen sehr befördern dürfte. Jedoch erlauben die Gränzen dieses Werkchens nicht, mehr als die Grundzüge der Undulations-Theorie aufzunehmen.

Diese Theorie geht von folgenden Voraussetzungen aus:

1. Es gibt einen Aether, der den ganzen Weltraum erfüllt, und auch durch die Poren oder Zwischenräume der Körper verbreitet ist. Wegen seiner außerordentlich großen Feinheit geht er ungehindert durch die kleinsten Zwischenräume

*) Herschel vom Lichte S. 296. Fechners Repertorium der Experimentalphysik II. Band, 245—372 S.

durch, so daß er der Bewegung der großen und dichten Himmelskörper keinen merklichen Widerstand entgegengesetzt; wohl aber könnte ungeachtet dieser Feinheit der Widerstand für uns bemerkbar werden, wenn diese Körper locker, und weniger dicht wären, wie z. B. die Kometen. In der That fand Enke durch Berechnungen, daß bei dem nach ihm genannten Cometen die große Axe seiner Bahn, und mithin auch seine Umlaufszeit immer kleiner wird; dieß berechtigt uns einen Widerstand vorauszusetzen, der die Tangentialkraft schwächt, und dadurch bewirkt, daß die Sonne den Cometen näher zu sich ziehen, und seine Bewegung beschleunigen kann. Dieser Widerstand scheint das Daseyn des Äthers, der sonst durch keine sinnliche Wahrnehmung erkennbar ist, zu bestätigen.

2. Der Äther besteht:

a) aus Theilchen, deren Abstand von einander so groß ist, daß die Dimensionen der Theilchen selbst dagegen verschwinden.

b) Ihm kommt wohl die Eigenschaft der Trägheit zu, aber die Schwere, falls er sie auch besitzen sollte, kann rücksichtlich der anderen Kräfte, von denen die Lichterscheinungen abhängen, vernachläßigt, und somit der Äther in einem leeren Raume überall von gleicher Dichte angenommen werden.

c) Die Äthertheilchen lassen sich wohl viel leichter verschieben, als durch Zusammendrücken einander nähern.

d) Der Äther besitzt eine vollkommene Elasticität, kraft deren ein jedes Theilchen, sobald es durch eine äußere Kraft aus seiner Gleichgewichtslage gebracht wird, wieder dahin strebt, und zwar mit einer Kraft, die seiner Entfernung vom Ruhepunkte genau proportionirt ist.

e) Der in den Poren der Körper befindliche Äther wird von den Körpertheilchen angezogen; diese Anziehung, die bei verschiedenen Körpern verschieden ist, begründet eine Verschiedenheit der specifischen Elasticität (oder des Verhältnisses der Dichte zu der absoluten Elasticität) des Äthers; denn die Anziehung des Körpers vermindert die absolute Elasticität des in ihm vorhandenen Äthers, daher muß zur Herstellung des Gleichgewichts mit dem Äther der Umgebung ein Theil des letzteren in den Körper eindringen, und die Dichte des Äthers in den Zwischenräumen so lange

vermehren, bis die absolute Elasticität des inneren und äußeren Äthers gleich geworden ist. Je stärker demnach die Anziehung ist, womit die Körpertheilchen auf den Äther einwirken, desto größer ist bei gleicher absoluter Elasticität die Dichte, mithin desto kleiner die specifische Elasticität des im Inneren des Körpers angehäuften Äthers.

2. Die selbstleuchtenden Körper befinden sich, so wie die schallenden, in einer vibrirenden Bewegung, welche durch uns unbekannte Kräfte erzeugt wird, und wobei die Schwingungen weit schneller, als bei den schallenden Körpern auf einander folgen. Gleich wie die Schwingungen des schallenden Körpers durch Luftwellen bis zum Gehörorgane fortgepflanzt werden, so pflanzen sich auch die Schwingungen des leuchtenden Körpers durch Wellen, die sich im Äther bilden, nach allen Seiten fort, bis sie zu unserm Auge, und dann auf die Netzhaut gelangen, und hier durch ihren Reitz die Empfindung des Lichtes hervorbringen.

Um einige Einsicht in die Bildung und Fortpflanzung der Ätherwellen zu gewinnen, wollen wir uns einen leuchtenden Punkt m (Fig. 146.) vorstellen, der in gerader Linie abwechselnd von n nach o, und von o nach n sich beweget. Man nennt diesen Hin- und Hergang eine Schwingung. Sind a, b, c, die Ruhepunkte der Äthertheilchen, die mit m durch anziehende Kräfte verbunden sind, so werden auch diese aus ihrer Gleichgewichtslage gebracht, und während einer Schwingung von m sich in gerader Linie von α, β, γ,... nach α', β', γ', und wieder zurück bewegen, mithin auch Schwingungen vollbringen. Aber alle Theilchen eines Mittels hängen durch anziehende und abstoßende Kräfte innigst zusammen; darum kann sich keines merklich bewegen, ohne auch die benachbarten in Bewegung zu setzen.

So wird sich die schwingende Bewegung des ursprünglich erschütterten Theilchens von den Theilchen a, b, c, auch den zunächst liegenden d, e, f..., hierauf den weiter entfernten g, h, i, mittheilen, und so successive nach allen Seiten des leuchtenden Punktes m fortpflanzen. Ist die specifische Elasticität des Äthers rings um das Theilchen m gleichförmig, wie dieß im luftleeren Raum der Fall ist, so geschieht auch die Fortpflanzung der vibrirenden Bewegung nach allen Seiten mit gleicher Geschwindigkeit, und gleichweit von m entfernte, also die Oberfläche einer Kugel (eine Kugelschale) bildende Äther-

theilchen müssen zu gleicher Zeit, und auf gleiche Weise in Bewegung kommen. Die größte Ausweichung des schwingenden Theilchens vom Ruhepunkte, nennt man Amplitude der Schwingung; sie wird nach der Undulationstheorie so klein angenommen, daß sie im Verhältnisse zum gegenseitigen Abstande der Theilchen nur wenig beträgt, und daß auch die Ordnung unter benachbarten Theilchen durch die Schwingung nicht gestört wird. Die Dauer einer Schwingung ist bei allen Äthertheilchen dieselbe, und gleich jener des leuchtenden Punktes; sie ist unabhängig von der Amplitude der Schwingung. Man theilt die Zeit einer hin und hergehenden Schwingung (d. i. die Zeit von dem Augenblicke der größten Ausweichung des Äthertheilchens an, bis zu seiner Rückkehr zu demselben Punkte) in vier Viertheile, die man Hauptphasen der Schwingung nennt. In der ersten befindet sich das Theilchen rechts vom Ruhepunkte, und nähert sich demselben, in der zweiten ist es links von demselben, aber in beyden geschieht die Bewegung von der rechten nach der linken Hand, und man nennt sie positive Phasen. In der dritten ist das Theilchen links vom Ruhepunkte, und bewegt sich gegen denselben; in der vierten entfernt es sich auf der rechten Seite vom Ruhepunkte, indem es immerfort, wie in der dritten Phase, sich von der linken nach der Rechten Seite zu bewegt. Die zwei letztern heißen negative Phasen.

Da die Elasticität der Theilchen eine continuirlich wirkende, der Entfernung vom Ruhepunkte proportionirte Kraft ist; so ist leicht einzusehen, daß die Geschwindigkeit eines jeden Theilchens in der ersten und dritten Phase von Null bis zu einem Maximum zunimmt, in der zweiten und vierten vom Maximum bis zur Null abnimmt. Die Rechnung gibt für die Geschwindigkeit v, welche das geradlinig schwingende Theilchen in dem Momente t hat, den Ausdruck

$$v = a \sqrt{\left(E \sin. 2\pi \frac{t}{P}\right)}$$

wo a die Amplitude, T die Zeit einer Schwingung, und E die absolute Elasticität bezeichnet. Die Größe $2\pi \frac{t}{T}$ ist die Phase der Schwingung zur Zeit t; sie kann, wie man sieht, durch den Bogen eines Kreises ausgedrückt werden, dessen Halb-

messer die Einheit, und welcher der Zeit proportionirt ist. Jede zählt 90°; entgegengesetzte Phasen sind um 180° verschieden.

Während nun das leuchtende Theilchen die verschiedenen Stuffen der Geschwindigkeit bei einer Schwingung successiv durchläuft, muß es bei jeder auf die benachbarten bewegend einwirken, und ihnen alle Geschwindigkeitsstuffen, die es erlangt hat, nach einander mittheilen. Diese den Ätherteilchen mitgetheilte Bewegung schreitet in der auf die Schwingungsebene der Theilchen senkrechten Richtung (von a nach d, g..) mit einer nur von der specifischen Elasticität des Aethers abhängigen, mithin im gleichförmigen Äther mit einer gleichförmigen Geschwindigkeit fort; aber diese Geschwindigkeit ist vielmal größer, als diejenige, mit welcher die Vibrationen der Ätherteilchen vor sich gehen, so daß auch die Weite, zu welcher sich die Bewegung während der Dauer einer Schwingung fortgepflanzt hat, unzähligemal größer ist, als der Weg, welchen ein Ätherteilchen bei einer Schwingung zurücklegt.

Nehmen wir an, die vibrirende Bewegung sey im Äther, der nach allen Richtungen gleiche Elasticität haben soll, während der Dauer zweier Schwingungen von m bis nach x (F.147.) gekommen, und denken wir uns mit dieser Weite mx eine Kugelschale beschrieben; so enthält diese wegen der nach allen Richtungen gleich großen Fortpflanzungs-Geschwindigkeit alle Ätherteilchen, zu denen die Erschütterung vom Mittelpunkte aus in demselben Augenblicke gekommen ist, und die sämmtlich in die erste Phase der ersten Schwingung eintreten. Die mit dem Halbmesser $mn = \frac{mx}{2}$ beschriebene Kugelschale besteht aus Theilchen, welche eben die vierte Phase der ersten Schwingung vollendet haben, und die erste der zweiten Schwingung beginnen sollen. Zwischen x und n, so wie zwischen m und n befindet sich eine Reihe von Kugelschalen von allen möglichen positiven und negativen Phasen der Schwingungen; eine jede ist aus Theilchen zusammengesetzt, die in demselben Momente in Bewegung kommen, und sich in allen Zeitpunkten genau in derselben Phase, und derselben Geschwindigkeitsstuffe befinden. Dasselbe findet in dem Raume zwischen m und n Statt. Die Gesammtheit der Ätherteilchen zwischen x und m, oder zwischen n und m, welche zwischen zwei auf einander folgenden Schalen, deren Theilchen eben die erste Phase beginnen, oder die letzte beendi-

gen, eingeschlossen sind, nennet man eine Welle oder Undulation.

Die zwei eben benannten, die Welle begränzenden Schalen, bilden ihre Oberflächen, wovon diejenige, welche die weiter vom Mittelpunkte abstehende Seite begränzt, die äußere, die andere, die innere Oberfläche der Welle heißt. Letztere fällt mit der äußern Oberfläche der nachfolgenden Welle zusammen.

Die Bewegung der Welle ist offenbar eine fortschreitende, indem in jedem Augenblicke neue, weiter vom Mittelpunkte entfernte Theilchen die Oberfläche der Welle bilden.

Der lineare Abstand mn oder nx zwischen den beyden Oberflächen der Welle, oder die Weite, um welche die Welle während einer Schwingung im Raume fortschreitet, wird die Länge der Welle genannt. Theilt man die Wellenlänge in vier gleiche Theile, die man von der äußern Oberfläche gegen die innere zählt, und zieht durch jeden Theilungspunkt Kugelschalen, so wird die ganze Welle in vier Theile getheilt, welche Phasen der Undulation heißen. Man sieht leicht ein, daß in der ersten Phase der Undulation die Theilchen in der ersten Phase der Schwingung, in der zweiten Phase der Undulation auch in der zweyten Schwingungsphase u. s. f. sich befinden, und daß die Phase der Schwingung eines Theilchens allemahl dieselbe, als die Phase der Undulation eines Theilchens ist, weßwegen es auch gleichgültig ist, ob man sagt, ein Äthertheilchen befinde sich in dieser oder jener Phase der Schwingung, oder in dieser oder jener Phase der Undulation.

Noch muß bemerkt werden, daß wenn auch die Schwingung des ursprünglich erschütterten Theilchens aufgehört hat, die Bewegung der Äthertheilchen doch noch einige Zeit fortdauert.

§. 90.

Geschwindigkeit des Lichtes, Strahl, Lichtstärke Farbe und Durchsichtigkeit nach der Undulations-Theorie.

Die Geschwindigkeit, mit welcher die Welle im Raume fortschreitet, ist die Geschwindigkeit des Lichts; wir wollen sie Fortpflanzungs-Geschwindigkeit nennen, um sie, wie es noth-

wendig ist, von der Geschwindigkeit zu unterscheiden, mit welcher die einzelnen Äthertheilchen in einer Welle vibriren. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist unabhängig von der Amplitude, Geschwindigkeit und Form der Schwingungen, welche die einzelnen Äthertheilchen machen; sie hängt nur ab von der specifischen Elasticität des Äthers, durch welchen die Welle fortschreitet, und ist, wie die Theorie der Fortpflanzung der Bewegung durch elastische Mittel lehrt, der Quadrat-Wurzel der specifischen Elasticität des Äthers proportional. Hieraus folgt, daß wenn die specifische Elasticität des Äthers, nach allen Richtungen gleich ist, wie im luftleeren Raume, und in einem gleichförmigen Mittel, wie wir bis jetzt immer voraus gesetzt haben; so wird auch die Geschwindigkeit des Lichtes nach allen Seiten gleich, und die Gestalt der Welle stets kugelförmig bleiben.

Die gerade Linie, welche vom Mittelpunkte der Welle nach einem Punkte ihrer Oberfläche gezogen wird, also bei kugelförmigen Wellen der Halbmesser, heißt die Richtung des Strahls, und der Strahl selbst ist die Reihe der Äthertheilchen, die in dieser geraden Linie enthalten sind. Öfters nennt man auch eine Vereinigung mehrerer solcher neben einander liegender Linien, einen Strahl oder auch ein Lichtbündel.

Die Richtung des Strahls gibt die Richtung an, in welcher sich die Welle an dem Punkte, wo der Strahl die Oberfläche trifft, fortpflanzt, also die Fortpflanzungsrichtung der Lichtwelle. In dieser Richtung wird nun der Sehnerve von der Lichtwelle affizirt, so daß das Auge den leuchtenden Punkt in der Richtung sieht, die zum Mittelpunkte der Welle führt. Sie steht senkrecht auf der Ebene, in welcher die Äthertheilchen vibriren; dadurch unterscheiden sich die Schwingungen der Theilchen bei Lichtwellen von jenen bei Schallwellen, indem sie bei den letztern zu der Fortpflanzungs-Richtung parallel sind. Da in einem gleichförmigen Mittel die Wellen kugelförmig bleiben, so bewegt sich auch der Strahl geradlinig, also ist die geradlinige Fortpflanzung des Lichts im gleichförmigen Mittel in diesem Systeme begründet.

Auf der Richtung des Strahls, wird die Wellenlänge gemessen. Bezeichnen wir sie mit λ, so ist offenbar $\lambda = VT$, wenn V die Geschwindigkeit des Lichtes und T, die Dauer einer Schwingung ist.

Die Theilchen des Strahls innerhalb einer Wellenlänge befinden sich in demselben Zeitpunkte in allen den Geschwindigkeitsstuffen, welche die schwingenden Theilchen in den verschiedenen Phasen einer Schwingung erlangen.

So ist in x (Fig. 147.) die Geschwindigkeit = 0, wächst bis r, wo die zweite Phase beginnt, und die Geschwindigkeit ein Größtes ist; von r bis q nimmt die Geschwindigkeit ab, und ist in q wieder gleich Null. Die Theilchen zwischen q und n befinden sich in den zwei negativen Phasen, und ihre Geschwindigkeitsstuffen folgen genau so aufeinander, wie zwischen x und r.

So wie die Stärke eines bestimmten Schalls durch die Excursionsweite der vibrirenden Theilchen einer Welle bestimmt wird, so hängt auch die Stärke des Lichtes von der Größe der Amplitude ab, und zwar ist sie, wie die Theorie zeigt, dem Quadrat der Amplitude proportional. In kugelförmigen Wellenschichten nimmt die Amplitude der Schwingung eines Theilchens, das in einer beliebigen Entfernung vom Mittelpunkte der Welle vibrirt, genau so ab, wie diese Entfernung wächst; demnach muß die Lichtstärke, ganz analog der Stärke des Schalls, im quadratischen Verhältnisse mit der Entfernung vom leuchtenden Theilchen abnehmen, während die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle, als von der Amplitude unabhängig, unveränderlich bleibt.

In der Akustik wird als unwidersprechlich dargethan, daß die Höhe des Tons von der Anzahl der Schwingungen, die der schallende Körper in einer bestimmten Zeit vollbringt, und somit von der Anzahl der Luftschwingungen, welche in der bestimmten Zeit unser Ohr treffen, abhängig ist. Auf gleiche Weise hängt nach der Undulations-Theorie die Farbe des Strahls von der Menge der Schwingungen ab, welche das leuchtende Theilchen oder die im Strahl enthaltenen Äthertheilchen in einer bestimmten Zeit vollbringen, und die den Nerven der Netzhaut mitgetheilt werden, und zwar ist der Strahl violett, bei dem die größte, und roth, bei dem die geringste Anzahl Schwingungen in gleicher Zeit vollbracht wird.

Aus dem für die Wellenlänge aufgestellten Ausdrucke: $\lambda = VT$, folgt nun, daß die Wellenlänge verschieden gefärbter Strahlen verschieden ist. Denn je größer die Anzahl der in einer bestimmten Zeit vollbrachten Schwingungen ist, desto kleiner ist die Dauer einer Schwingung, oder der Werth von

T, folglich auch der Werth von λ, indem V von der Schnelligkeit der Schwingungen der einzelnen Theilchen unabhängig ist, und daher für jede Farbe gleich groß bleibt. Demnach haben die Wellen des violetten Lichtes, in welchen die Schwingungen die kürzeste Dauer haben, die kleinsten, hingegen die des rothen, die größten Längen. Erscheinungen, von denen bald die Rede seyn wird, führen zur Kenntniß der Wellenlängen für die verschiedenfarbigen Strahlen; so ist in der Luft

für das äußerste Roth $\lambda = 242$ Zehnmilliontel eines Par. Z.
" " " Violett $\lambda = 146$ " " " "

Daraus berechnet man, daß die dem äußersten Roth entsprechende Anzahl der Schwingungen in einer Sekunde 458 Billionen, und die dem äußersten Violett zukommende 727 Billionen beträgt. Da sich nicht annehmen läßt, daß in der Natur nur Schwingungen innerhalb der angegebenen Gränzen Statt finden, und doch über die Gränzen des Roth und Violett im Farbenspectrum keine Farbe wahrgenommen wird, so folgt, daß die Empfindlichkeit des Auges für Farben an gewisse Gränzen gebunden ist, gerade so, wie die Empfindlichkeit des Ohrs innerhalb gewisser Gränzen der Tonhöhe eingeschlossen erscheint. Diese Gränzen sind für das Auge viel enger, als für das Ohr, da das Verhältniß der Schwingungen für die äußersten noch wahrnehmbaren Strahlen 458 : 727, also beinahe wie 1 : 1.58 ist, daher weniger, als eine Octav beträgt, und ungefähr der kleinen Sext gleich kommt.

Weißes Licht wird durch Wellen erzeugt, die aus der Zusammensetzung sämmtlicher farbigen Wellen entstanden sind. Ist ein Körper, der von einer Lichtwelle getroffen wird, von der Beschaffenheit, daß der in ihm enthaltene Äther dieselbe spezifische Elasticität hat, wie das Mittel, aus dem die Lichtwelle kommt, so geht die Lichtwelle sogar mit ungeänderter Geschwindigkeit und Richtung durch, und der Körper erscheint durchsichtig. Er wird aber auch dann noch durchsichtig, wenn die specifische Elasticität eine andere, als in dem früheren Mittel seyn sollte, wenn sich nur die Vibrationen mit ungestörter Regelmäßigkeit, obgleich mit anderer Geschwindigkeit und Richtung fortpflanzen können. Ist dieß aber nicht möglich, sondern tritt eine Störung der Undulationen ein, so daß diese beim weitern Vordringen völlig vernichtet werden, dann können auch keine Undulationen in dem Raume hinter dem Körper erzeugt werden; der Körper wird dann undurchsichtig und es entsteht hin-

ter ihm ein Schatten. Doch scheint es, als wenn der Schatten mit der Undulationstheorie unvereinbar wäre; denn es ist gewiß, daß das Heraustreten des leuchtenden Theilchens aus der Lage des Gleichgewichts auch das Gleichgewicht der ringsum liegenden Äthertheilchen stört, und die Vibration derselben veranlaßt; auf gleiche Weise muß jedes Ätherteilchen, welches durch mitgetheilte Schwingung aus der Gleichgewichtslage verrückt wurde, eben so auf alle herumliegende Ätherteilchen wirken, wie das ursprünglich erschütterte, leuchtende Theilchen auf seine Umgebung; folglich kann jedes Ätherteilchen, zu dem sich die Schwingung fortpflanzt, selbst wieder als ein neuer Mittelpunkt von secundären Wellen betrachtet werden, die sich den Gesetzen der Fortpflanzung gemäß nach allen Richtungen hin verbreiten.

In einem nach allen Seiten freyen Raume heben sich wohl die Schwingungen, welche in einer von der ursprünglichen abweichenden Richtung fortgepflanzt werden, durch gegenseitige Einwirkung auf, und man hat nur die Fortpflanzung nach der Richtung des Strahls, also bei kugelförmigen Wellen in der Richtung des Halbmessers zu betrachten. Ist aber der Raum nicht überall frey, sondern fällt die Lichtwelle auf ein begränztes, undurchsichtiges Hinderniß, so scheint es, weil die Ätherteilchen an den Rändern des Hindernisses sich als Mittelpunkte der Schwingungen ansehen lassen, als müßte die vibrirende Bewegung von da aus nach allen Seiten hinter das Hinderniß fortgepflanzt, und daher ein Schattenraum unmöglich werden; deshalb sollte auch, wenn das Licht durch eine noch so kleine Öffnung einer Wand eindringt, der ganze Raum hinter der Wand vermög der von den einzelnen Randpunkten der Öffnung ausgehenden Wellen erleuchtet werden. Denn in beiden Fällen können die Schwingungen, deren Richtungen von den ursprünglichen abweichen, also die von den Rändern des Körpers nach einwärts, oder von den Rändern der Öffnung nach auswärts sich fortpflanzen, nicht mehr aufgehoben werden, weil anstatt der Theilchen der Wellenoberfläche, deren Schwingungen die Kompensationen bewirken würden, nur Theile des Körpers oder der Wand vorhanden sind, welche keine Schwingungen fortpflanzen.

Die Unmöglichkeit des Schattens scheint um so wahrscheinlicher, als auch der Schall, der sich nach ähnlichen Gesetzen fortpflanzt, hinter Hindernisse sich verbreitet, oder wie man zu sagen pflegt, um die Ecke herumzieht, und durch eine Öffnung,

wie von einer neuen Quelle, nach allen Richtungen gehört wird. In der That wurde diese Einwendung gegen die Vibrationstheorie erhoben, und selbst von Newton als gegen dieselbe entscheidend angesehen. Allein darauf läßt sich antworten:

a) Wenn Schwingungen in einer Richtung sich fortpflanzen, die von der ersten Richtung der Bewegung abweicht, so bleibt zwar die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieselbe, aber die Größe der Amplitude, mithin die Stärke des Lichts, nimmt in dem Maße ab, als der Winkel, den die neue Richtung mit der frühern bildet, größer wird. Man hat allen Grund dieß anzunehmen; auch ist es gewiß, daß das Gegentheil dieser Behauptung sich nicht erweisen läßt.

b) Breitet sich das Licht wirklich etwas im Schatten der Körper aus, indem es von dem geradlinigen Wege ausweicht, wie dieß an den Erscheinungen der Beugung zu ersehen seyn wird; aber, sobald der Winkel, den die neue Fortpflanzungsrichtung mit der ursprünglichen bildet, nur etwas beträchtlich ist, geschehen die Schwingungen so schwach, daß sie unmöglich mehr einen wahrnehmbaren Eindruck im Auge hervorbringen können.

c) Kann man durch Versuche nachweisen, daß auch der Schall desto schwächer wird, je mehr er sich von der ursprünglichen Richtung abzuwenden genöthigt ist; nur ist die Schwächung des Schalles bei Zunahme des Abweichungswinkels nicht so beträchtlich, als beim Lichte, was unstreitig in der verschiedenen Beschaffenheit des Fortplanzungsmittels begründet ist.

Man wollte auch die chemischen Wirkungen des Lichtes mit der Undulationstheorie nicht vereinbar finden, allein sie lassen sich eben so gut, wie aus der Emanationshypothese erklären, wenn man eine Verwandschaft zwischen dem Äther und den Körpern annimmt, und bemerkt, daß die Wirksamkeit der den kleinsten Theilchen eigenen Kräfte, von denen die chemischen Wirkungen abhängen, durch die abwechselnden Annäherungen und Entfernungen, wie sie bei der Vibration Statt finden, begünstigt werden kann. Ja, indem sie zeigt, daß in der Durchkreuzungsstelle zweier Lichtstrahlen die Äthertheilchen unter gewissen Umständen nach entgegengesetzter Richtung zur Bewegung angetrieben werden, und daher gar nicht schwingen,

erklärt sie zugleich, warum an solchen Stellen, wie Arago entdeckt hat, keine chemische Wirkung eintritt. Die Emanationshypothese vermag diese Thatsache nicht zu erklären.

§. 91.

Reflexion des Lichtes nach der Undulationstheorie.

Es sey AB (Fig. 148.) die Trennungsfläche zweier Mittel, S der leuchtende Punkt, von dem eine Reihe gleich gebildeter Lichtwellen (ein Wellensystem) ausgeht; Am sey eine dieser Wellen in dem Momente, wo sie an die Ebene AB gelangt. Da, wie schon früher bemerkt wurde, ein jeder Punkt, dem die schwingende Bewegung mitgetheilt wird, als ein neuer Mittelpunkt anzusehen ist, welcher Wellen rings um sich schlägt, so werden von jedem Ätheratheilchen an der Oberfläche AB, das von der auffallenden Lichtwelle getroffen wird, neue Wellen ausgehen, von denen eine mit veränderter Geschwindigkeit in das neue Mittel tritt, die andere mit derselben Geschwindigkeit in das alte Mittel zurückkehrt. Diese letztern haben wir jetzt zu berücksichtigen.

Während der Zeit, in welcher die Welle von der Lage Am in die Lage Bn fortschreitet, oder den Weg EB zurücklegt, wird die von O ausgehende Welle einen gleich langen Weg AD=BE durchlaufen. Die mit dem Halbmesser AD beschriebene Halbkugel stellt diese Welle vor. Nehmen wir zwischen A und B einen beliebigen Punkt x an, dieser wird um die Zeit später in Vibration kommen, welche die Welle braucht, um von Am nach xr zu gelangen; und so wird die von x kommende Welle, während des Fortschreitens der direkten Welle nach Bn, einen Weg =BF machen müssen.

Beschreibt man also mit dem Halbmesser BF eine Halbkugel um den Mittelpunkt x, so gibt diese die Lage der von x ausgegangenen Welle für den Augenblick, wo die direkte Welle in Bn anlangt. Nehme man an, die Beschaffenheit des Äthers unterhalb AB erlaube der Welle die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, wie oberhalb AB, so müßte die direkte Welle auch unterhalb AB parallel mit sich selbst fortschreiten, und in B ankommend die kugelförmige Lage CBn parallel zu Am annehmen; die um A und x beschriebenen Halbkugeln müßten dann auch unterhalb AB fortgesetzt werden, so daß AC=AD

und xG = xO seyn würde. Man übersieht leicht, daß dann AS = SC — AC und Sx = SG — Gx, d. h. daß die Abstände der Mittelpunkte der secundären Wellen von dem Mittelpunkte der direkten Wellen gleich dem Unterschiede ihrer Halbmesser wären, weswegen zwischen den unter AB befindlichen Halbkugeln der von A und x (und da x beliebig angenommen wurde, von allen Punkten der Fläche AB) ausgehenden secundären Wellen und dem Kugelstücke der direkten Welle CBn eine Berührung Statt finden müßte. Wäre aber die Fläche, welche die Halbkugeln unterhalb AB berührt, ein Kugelstück, das seinen Mittelpunkt in S und SC zum Halbmesser hat, so muß auch die Fläche, welche diese Halbkugel oberhalb AB berührt, ein Kugelstück seyn, dessen Halbmesser = SC ist, und dessen Mittelpunkt dieselbe Lage gegen AB hat, wie der Punkt S. Schneidet man also von der verlängerten Linie SA ein Stück Ds = CS ab, so ist Ds der Halbmesser und s der Mittelpunkt dieser berührenden Kugelfläche DOB. Diese besteht offenbar aus solchen Theilchen wie D, O, B... welche die Bewegung der ersten Phase eben beginnen sollen; sie ist somit die äußere Oberfläche der reflektirten Welle, und die Wirkung, die durch sie erzeugt wird, ist dieselbe, als wenn ihr Mittelpunkt s der leuchtende Punkt wäre. Hieraus folgt, daß

a) der Mittelpunkt der reflectirten Welle S eben so tief unter der Trennungsfläche liegt, als jener der direkten Welle oberhalb derselben, denn weil

SC = Ds und AC = AD, so ist

auch SC — AC = DS — AD oder SA = sA;

b) daß sich beyde Mittelpunkte in einer auf der Trennungsfläche senkrechten Linie befinden.

Ruht das Auge in dem Punkte O, wo die von x ausgehende Welle von der reflektirten DOB berührt wird, so sieht es den leuchtenden Punkt vermittelst des Strahls Os in s. Dieser Strahl Os muß aber durch den Punkt x durchgehn, denn die gerade Linie, welche den Berührungspunkt zweier Kugeln mit dem Mittelpunkte der einen verbindet, muß zugleich durch den andern Mittelpunkt gehen; folglich gibt xO die Richtung an, welche der Strahl Sx nach der Reflexion erhält.

Aus der Congruenz der Dreiecke SAx und sAx folgt, daß auch der Winkel AxS = dem Winkel Axs, oder weil

Axs=BxO, so ist AxS =BxO, mithin der Einfallswinkel gleich dem Reflexionswinkel.

Die reflectirte Welle, welche alle von AB zurückgeworfenen secundären Wellen berührt, und ihrer gleichzeitigen Wirkung entspricht, kann nur dann gebildet werden, wenn die Fläche AB hinreichend glatt ist, d. h. wenn viele Punkte derselben in der Ebene AB liegen. Die Punkte, welche nicht in derselben Ebene liegen, bilden Mittelpunkte von Wellen, die keine gemeinschaftliche berührende Welle haben, und die, indem sie sich nach allen Richtungen ausbreiten, dieselbe Wirkung hervorbringen, als wäre jeder Punkt, von dem sie ausgehen, ein selbst leuchtender. Diese Wellen begründen demnach das zerstreute Licht.

§. 92.

Brechung des Lichtes nach dieser Theorie.

Da der in dem Zwischenraume eines Mittels befindliche verdichtete Äther eine geringere specifische Elasticität hat, als im leeren Raume, so wird die Geschwindigkeit, mit der die Welle in dem neuen Mittel fortschreitet, in einem bestimmten, von dem constanten Verhältnisse der specifischen Elasticität des Äthers im freyen Raume, und in dem neuen Mittel abhängigen Verhältnisse verändert. — Diese Veränderung in der Fortpflanzungsgeschwindigkeit erzeugt auch eine Änderung in der Richtung des Strahls; denn nehmen wir an, die Wellen kommen aus einem luftleeren Raume, wo sich freier Äther befindet, in ein mit gebundenem Äther erfülltes Mittel, S (Fig. 149.) sey ein leuchtender Punkt, von dem die Wellen ausgehen, deren eine Am zuerst in A, nach und nach auch in den Punkten C, B, die Trennungsfläche der beiden Mittel AB trifft; SA und SC seyen zwei einander nahe liegende Strahlen, so daß das zwischen ihnen befindliche Wellenstück An als eine ebene Fläche betrachtet werden kann. Könnte dieses mit ungeänderter Geschwindigkeit unterhalb AB fortschreiten, so würde es parallel mit sich selbst fortgehen, in C anlangend, die zu An parallele Lage CD annehmen, und die von A, C, E.... ausgehenden secundären Wellen in den Punkten D, O, C, berühren; allein wegen der veränderten, obgleich wieder sich gleich bleibenden Geschwindigkeit, werden die se-

cundären Wellen in dem neuen Mittel nicht mehr die Wege AD, EO beschreiben; sondern kleinere, die sich zu den frühern verhalten, wie v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit unterhalb AB, zu V der Fortpflanzungsgeschwindigkeit oberhalb AB. Beschreibe man mit dem Halbmesser $Ar = \frac{v}{V} AD.$ um A, mit $Es = \frac{v}{V} . EO$ um C u. s. w. Halbkugeln unterhalb AB, so geben diese die Lage der von diesen Punkten ausgegangenen Wellen für den Moment, wo die primäre Welle den Punkt C trifft. Man denke sich hierauf die berührende, durch C gehende Welle gezogen, so sind alle Punkte derselben im Anfange der ersten Phase; sie ist demnach ein Stück der Oberfläche einer Lichtwelle, welche die Wirkungen aller secundären Wellen gleichsam in sich schließt, weßwegen auch das Resultat dasselbe ist, als wenn nur ein Wellensystem durch das Mittel fortschreiten würde. Dieses berührende kleine Wellenstück Cx kann wieder als eine Ebene angenommen werden, und da es oberhalb DC liegt, und die von A, E zu den Berührungspunkten gezogenenen Halbmesser der secundären Wellen auf ihm senkrecht stehen, so müssen letztere die Richtung Ar, Es annehmen, also sich den in A, E..., errichteten Einfallslothen nähern. Indem aber die Halbmesser Ar, Es die Fortpflanzungsrichtungen in den Punkten r, s angeben, zeigen sie auch die Richtungen an, welche die Strahlen SA, SE in dem neuen Mittel annehmen. Weil nun

$$AD = AC.\ \cos.\ DAC, \text{ und } Ar = AC \cos.\ CAr,$$

so hat man $AD : Ar = \cos.\ DAC : \cos.\ CAr$;

aber da $AD : Ar = V : v$, und $\cos.\ DAC = \sin.$ des Einfallswinkels; $\cos.\ CAr = \sin.$ des Brechungswinkels, so ist sin. des Einfallswinkels: sin. des Brechungswinkels $= V : v = n : 1$, wenn das constante Verhältniß $\frac{V}{v} = n$ gesetzt wird.

Somit wird aus der Vibrationstheorie bewiesen, daß bei der Brechung des Lichtes der Sinus des Einfallswinkels zum Sinus des Brechungswinkels in einem constanten Verhältnisse steht. Wenn die Lichtwelle aus einem Mittel kommt, dessen Äther eine geringere specifische Elasticität hat, als in demjenigen, in das sie eintritt, so erleidet sie wegen des lang-

sameren Fortschreitens im Allgemeinen dieselbe Wendung, wie beim Übergange aus dem leeren Raume in einen Körper; der Strahl wird abermals zum Einfallslothe gebrochen. Findet aber der Fall Statt, daß die specifische Elasticität des Äthers, uud somit auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in dem neuen Mittel größer ist, so muß, wie sich leicht einsehen läßt, die Brechung des Strahls vom Einfallslothe geschehen, wie in Fig. 150, wo wieder Ar und Es die gebrochenen Strahlen vorstellen.

Durch mathematische Betrachtungen läßt sich nachweisen, daß die Schwingungen der Äthertheilchen von allen Strahlen, die von dem neuen Wellenmittelpunkte an der Trennungsfläche der Mittel ausgehen, und in ihren Richtungen von den Richtungen des gebrochenen und reflectirten Strahls abweichen, aufgehoben werden durch entgegengesetzte Schwingungen, welche an demselben Orte des Raumes durch Strahlen, die von anderen Punkten der Trennungsfläche ausgehen, hervorgebracht werden.

Die Größe $n^2 - 1$ stellt den Verlust oder den Gewinn an lebendiger Kraft vor; sie ist der Größe der Wirkung des Mittels auf das Licht proportionirt, und kann mit Recht als Maß seines lichtbrechenden Vermögens betrachtet werden.

Aus der obigen Darstellung geht hervor, daß eine Lichtwelle, an der Trennungsfläche zweier Mittel anlangend, zwei Wellen veranlaßt, deren eine mit der Geschwindigkeit, mit der sie ankam, in das frühere Mittel zurückkehrt, die andere aber mit einer kleineren oder größeren Geschwindigkeit fortschreitet.

Eine Schwierigkeit scheint sich für die Undulationstheorie rücksichtlich der totalen Reflexion, die bei der Brechung vom Einfallslothe unter einem gewissen Einfallswinkel eintritt, zu erheben, indem ja nicht angenommen werden kann, daß sich die Undulationen in dem mehr elastischen Äther durchaus nicht fortpflanzen sollten. Indessen wird auch diese Schwierigkeit durch den Calcul gehoben, indem dieser lehrt, daß allerdings die Undulationen bei jedem Einfallswinkel in dem weniger brechenden Mittel entstehen; allein die Amplitude der Schwingung ist bei einer bestimmten Neigung des Strahls von solcher Kleinheit, daß sie bei weiterem Fortschreiten der Welle bald unmerklich wird.

Nach Poissons mathematischen Untersuchungen ist die Intensität der zurückgeworfen Welle desto bedeutender, je mehr

das Licht in dem neuen Mittel gebrochen wird. Auch das Verhältniß zwischen der Intensität des reflektirten und gebrochenen Strahls läßt sich ausmitteln; so wird von senkrecht auffallenden Strahlen, wenn sie aus der Luft auf Wasser fallen nur 0.02, wenn sie von der Luft auf Glas gelangen 0.046 reflektirt; die Erfahrung bestättigt es, indem die Versuche für den ersten Fall 0.018, für den zweiten 0.025 geben.

Die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit, welche die Welle beim Wechsel des Mittels erfährt, ist, wie man leicht einsieht, mit einer Änderung der Wellenlänge verbunden.

Um die Farbenzerstreuung zu erklären, sollte die Undulationstheorie nachweisen können, wie eine Lichtwelle, welche die Empfindung der weißen Farbe in uns erregt, durch Brechung in Wellen von verschiedenen Längen zerlegt wird, deren jede mit einer anderen Geschwindigkeit fortschreitet, und folglich auch eine andere Brechung erleidet; sie müßte zeigen, wie es komme, daß die kürzesten Wellen, die dem violetten Lichte entsprechen, sich langsamer fortpflanzen, als die längsten dem rothen Lichte entsprechenden Wellen. Allein da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nur durch die specifische Elasticität des in dem Mittel befindlichen Äthers bestimmt wird, so sollten alle Lichtwellen, ihre Länge mag wie immer beschaffen seyn, mit gleicher Geschwindigkeit fortschreiten, und daher auch eine gleiche Brechung erfahren. Indessen hat Fresnel nachgewiesen, daß diese Fortpflanzungsgeschwindigkeit nur dann von der Wellenlänge unabhängig seyn könne, wenn die gegenseitigen Wirkungssphären der Molecüle des Äthers rücksichtlich der Wellenlänge als Null angenommen werden können. Ist dieß aber nicht der Fall, so muß die Welle von kürzerer Länge langsamer, die von größerer, schneller fortschreiten. Die Undulationstheorie muß nach den über die Zerstreuung des Lichtes gemachten Beobachtungen diesen letzteren Fall annehmen. Daraus ergibt sich dann, daß die weiße Welle, welche aus mehreren Partialwellen von verschiedener Länge besteht, beim Übergange aus einem Mittel in ein anderes in ihre einzelnen Wellen zerlegt wird. —

§. 93.

Interferenz des Lichtes.

Die Undulationstheorie führte den scharfsinnigen Physiker D. Young zur Untersuchung der gegenseitigen Einwirkung

der Lichtstrahlen auf einander, im Falle ihres Zusammentreffens. Er nannte diese Einwirkung **Interferenz** (vom englischen interfere, in Berührung kommen, an einander stoßen, zusammentreffen), sie besteht im Allgemeinen darin, daß sich die Strahlen am Orte ihres Zusammentreffens verstärken, auch ganz oder nur theilweise zerstören (auslöschen).

Schon **Grimaldi** machte die merkwürdige Erfahrung, daß ein erleuchteter Körper unter gewissen Umständen, durch neues Licht, das auf ihn geleitet wird, an Erleuchtungsstärke auffallend verlieren kann, wo man doch glauben sollte, daß eine neue Lichtmenge die Erleuchtung verstärken werde. Allein erst **Young** lenkte (1800) die Aufmerksamkeit der Physiker auf diesen Gegenstand. **Fresnel** und **Arago** stellten durch Versuche, nnd durch musterhaft genaue Messungen die Gesetze der Interferenz fest.

Young überzeugte sich von der gegenseitigen Einwirkung der Lichtstrahlen durch folgenden Versuch: Man läßt das Sonnenlicht, nachdem es durch eine gefärbte Glastafel MN (F.151) gegangen ist, durch zwei sehr feine, einander äußerst nahe Spalten, oder kreisförmige Öffnungen O und O′ an einem Schirme aus Zinnfolio in ein finsteres Zimmer eintreten; die eintretenden Strahlenkegel werden sich durchschneiden, und an einer weißen Tafel, womit man sie auffängt, helle und dunkle Stellen sehen lassen; sobald aber die eine Öffnung verschlossen wird, verschwindet der Wechsel von dunklen und hellen Stellen, und es erscheint die erleuchtete Fläche beinahe überall von gleicher Helligkeit. Man sieht aus diesem Versuche, daß in der That die Dunkelheit an gewissen Stellen aufgehoben wird, wenn dem Lichte der Eintritt durch eine von den zwei Öffnungen versperrt wird, daß sie jedoch sogleich wieder hervortritt, so wie diese Stellen auch durch das Licht der zweiten Öffnung erleuchtet werden.

Am deutlichsten bringt man die Interferenzerscheinungen durch folgenden von Fresnel angegebenen Versuch hervor. Man stellt zwei ebene Metallspiegel, oder zwei an der Hinterseite geschwärzte Glasspiegel M und N so auf, daß sie einen sehr stumpfen, wenig von 180° verschiedenen Winkel einschließen, und daß die Kante in der sich die Spiegel berühren, eine verticale Lage erhält. Hierauf leitet man in horizontaler Richtung mittelst eines Heliostats durch eine runde oder eine schmale länglichte Öffnung direktes Sonnenlicht in ein verfinstertes Zim-

mer, concentrirt es vermittelst einer Sammellinse von kurzer Brennweite zu einem Lichtpunkte S, oder durch ein cylindrisches Glas zu einer Lichtlinie, und läßt die divergirenden Strahlen anf obigen Planspiegel so auffallen, daß jeder einen Theil der Lichtstrahlen erhält. Die reflectirten Strahlen werden in einem weiten Abstande von den Spiegeln zusammentreffen, und dergestalt auf einander einwirken, daß das mit einer Loupe bewaffnete Auge zwischen den zwei Bildern des Lichtpunktes, oder der Lichtlinie, wovon das eine U in dem Spiegel M, das andere V, im Spiegel N erscheint, eine Reihe heller, unter einander paralleler Streifen von verschiedenen Farben wahrnimmt. Diese Streifen stehen senkrecht auf der Linie UV, welche die beiden Bilder verbindet; sie sind symmetrisch an beiden Seiten der die Linie UV halbirenden, und durch C gehenden Ebene ACO geordnet, und entfalten sich desto mehr, je mehr sich die Neigung der Spiegel dem Winkel von 180° nähert. Die rechte Neigung der Spiegel, bei der die Streifen am hellsten und deutlichsten gesehen werden, kann nur durch Erfahrung ausgemittelt werden.

Zerlegt man das Sonnenlicht durch ein Prisma in seine farbigen Theile, und läßt bloß eine Farbengattung auf die Planspiegel fallen, oder betrachtet man die Streifen durch farbige Gläser; so zeigen sich glänzende, durch dunkle Zwischenräume getrennte Streifen, und zwar von der Farbe des einfachen Lichtes, das auf die Spiegel geleitet worden ist. Betrachtet man einen bestimmten Streifen, so kann man nach der Lage des Punktes S, der beiden Spiegel, und des Auges, mit Berücksichtigung, daß die Strahlen von M und N so reflectirt werden, als kämen sie von U und V, den Weg der Lichtstrahlen, welche diesen Streifen bilden, mit Genauigkeit angeben. Diese Untersuchungen führen zu folgenden wichtigen Resultaten:

1. In der Mitte zwischen den beiden Bildern U und V, nämlich in A, befindet sich ein glänzender Streifen, gebildet von Strahlen, die vom leuchtenden Punkte S bis zu ihrem Durchschnittspunkte O gleiche Wege zurückgelegt haben, so daß der Unterschied dieser Wege = 0 ist. Denn wegen der Congruenz der Dreyecke BCS und BCU ist SC = CU, und wegen jener der Dreyecke SCD und CDV ist SC = CV, mithin ist CU = CV, und die Linie OCA steht auf UV senkrecht. Da nun die Strahlen im Punkte O so zusammen-

treffen, als kämen sie von dem Punkte U und V; so sind diese Strahlen UO und VO, von denen der erste den Weg SE + EO = UE + EO = UO (weil SE = UE ist); der andere den Weg SF + FO = VF + FO = OV zurückgelegte; aber wegen der Congruenz der Dreyecke AOU und AOV ist OV = OU; folglich wird in der That der Streifen, den das Auge von O in A sieht, von Strahlen gebildet, die gleiche Wege gemacht haben. Dieß wird jedesmal der Fall seyn, es mag das Auge in was immer für einem Punkte der Linie ACO ruhen.

2. Der erste glänzende Farbenstreifen rechts, und der erste links von der Mitte, die man Streifen der ersten Ordnung nennt, werden von solchen Strahlen gebildet, bei denen die Differenz der Wege eine beständige Größe ist, die wir mit ω bezeichnen wollen.

3. Die zwei folgenden glänzenden Streifen, wovon einer links, der andere rechts gegen den mittleren steht, Streifen der zweiten Ordnung genannt, entstehen aus Strahlen, deren Differenz der Wege = 2ω ist.

4. Im Allgemeinen sind die Unterschiede der Wege für die glänzenden Streifen der auf einander folgenden Ordnungen von der Mitte an gerechnet, $0, \omega, 2\omega, 3\omega, 4\omega, \ldots$, oder was dasselbe ist:

$$0, \frac{2\omega}{2}, \frac{4\omega}{2}, \frac{6\omega}{2}, \ldots\ldots$$

5. Betrachtet man den ersten dunklen Streifen links (R), und den ersten rechts (R′) von der Mitte, so überzeugt man sich leicht, daß in R die Strahlen UR und VR, und in R′ die Strahlen UR′ und VR′ zusammentreffen, bei denen die zurückgelegten Wege ungleich, und die Differenz in R = UR — VR, und in R′ = VR′ — UR′ ist; man findet diese zwei Differenzen nicht nur unter einander gleich, sondern auch eine jede $= \frac{\omega}{2}$. Für die Strahlen welche die dunklen Streifen der folgenden Ordnungen bilden, gibt die Messung die Differenzen der Wege

$$\frac{3\omega}{2}, \frac{5\omega}{2}, \frac{7\omega}{2} \ldots\ldots$$

6. Eine Vergleichung der Lage der Streifen von derselben Ordnung in verschiedenen Abständen vom Spiegel zeigt, daß die demselben Streifen zukommenden Lichtstrahlen eine Hyperbel bilden, deren Brennpunkte U uud V sind. Und so muß es auch seyn, indem die Punkte, deren Abstände von den zwei fixen Punkten U und V einen constanten Unterschied geben, einer Hyperbel angehören müssen, welche U und V zu Brennpunkten hat.
7. Der absolute Werth von ω ist für verschiedenfarbige Strahlen, und selbst für die verschiedenen Nuancen derselben Farbe im Spectrum, auch verschieden, und zwar für die rothen am größten, für die violetten am kleinsten. Fresnel hat diese Werthe von ω, obwohl sie äußerst klein sind, indem $\omega = 146$ Zehnmilliontheile eines Pariser Zolls für das äußerste violett, und $\omega = 242$ solcher Theilchen für das äußerste roth beträgt, dennoch mit großer Genauigkeit bemessen. Die Richtigkeit seiner Messungen wurden durch andere, auf eine andere Weise vorgenommene Messungen bestättiget.
8. Läßt man die Strahlen, welche den einen Spiegel treffen, vor oder nach der Reflexion durch eine durchsichtige, von parallelen Seitenflächen begränzte Platte gehen; so erfolgt alsogleich eine Verrückung der hellen und dunklen Streifen. Die Größe dieser Verrückung richtet sich, nach dem Verhältnisse der Brechungsexponenten dieser Platte und der Luft, so daß, wenn dieses Verhältniß bekannt ist, auch die Größe der Verrückung berechnet werden kann. Macht man diese Berechnung, und vergleicht die Resultate mit den durch wirkliche Messung erhaltenen, so findet man eine merkwürdige Übereinstimmung, wie Arago und Fresnel bewiesen haben. Deswegen kann man umgekehrt aus der Größe der durch einen durchsichtigen Körper bewirkten Verrückung der Farbenstreifen, den Brechungsexponenten für diesen Körper berechnen.

Die Interferenz findet nur dann Statt, wenn die Strahlen von einer ganz gleichartigen Lichtquelle kommen, nicht zu stark gegen einander geneigt sind, und der Unterschied der Wege nur wenige Wellenlängen beträgt.

Aus diesen Gesetzen ergibt sich:
1. Das Prinzip der Interferenz, welches also lautet: Zwey von derselben Lichtquelle kommende, zusammenfallende oder

wenigstens unter einem kleinen Winkel zusammentreffende, homogene Strahlen verstärken sich, und erzeugen größere Helligkeit, sobald sie Wege zurückgelegt haben, deren Unterschied 0, oder eine gerade Anzahl des halben constanten Werthes von ω ist; sie schwächen oder sie vernichten sich, und erzeugen Dunkelheit, wenn dieser Unterschied durch eine ungerade Anzahl des halben Werthes von ω ausgedrückt wird.

2. Die Erklärung der verschiedenfarbigen Streifen im vollen Sonnenlichte; denn da ω für jede Farbe einen anderen Werth hat, so kann in dem Punkte, wo die directen Sonnenstrahlen zusammentreffen, nur eine Farbengattung aufgehoben werden; und somit muß dieser Punkt von der Farbe erscheinen, welche aus dem weißen Lichte entsteht, wenn ihm diese Farbengattung entzogen wird; heben sich z. B. die rothen Strahlen auf, so erscheint der Interferenzpunkt grün.

§. 94.

Erklärung der Interferenzerscheinungen.

Die angeführten Erscheinungen lassen sich leicht und genau aus der Undulationstheorie erklären, nach welcher die Interferenz in der Zusammensetzung der Schwingungsbewegungen besteht, welche durch zwei zu gleicher Zeit an einem Äthertheilchen zusammentreffende Wellen oder Strahlen in diesem Theilchen erzeugt werden.

Sobald zwei Strahlen in einem Punkte zusammentreffen, (interferiren), so wird das hier befindliche Äthertheilchen zu gleicher Zeit von zwei Seiten zur Schwingung sollicitirt. Aus der Zusammensetzung dieser beiden Schwingungsbewegungen geht eine mittlere Schwingungsbewegung von einer neuen Amplitude und Richtung hervor, die sich aus den Bestimmungen der interferirenden Schwingungen berechnen läßt.

Wir wollen hier nur die Interferenz von Strahlen betrachten, die von einer und derselben Lichtquelle ausgegangen sind, in einem Punkte unter einem sehr kleinen Winkel zusammentreffen, oder welche, indem ihre Richtung in dieselbe gerade Linie fällt, in allen ihren Punkten zusammenfallen. Diese Fälle sind es, die bei den Lichterscheinungen am häufigsten vorzukommen pflegen.

Nehmen wir nun zwei gleichgefärbte, d. i. gleich langen Wellen angehörende Strahlen an, die von demselben Mittelpunkte ausgegangen sind, und in denen die Schwingungen der Ätherteilchen gleiche Amplitude haben, aber die auf verschiedenen Wegen in einem Punkte unter einem so kleinen Winkel zusammentreffen, daß wir daselbst ihre Richtungen für nahe parallel annehmen können. In diesem Falle werden auch die Seitenschwingungen, in die das am Punkte des Zusammentreffens (Interferenzpunkte) befindliche und senkrecht auf die Richtung des Strahls vibrirende Ätherteilchen a von jedem einzelnen Strahl versetzt wird, in dieselbe gerade Linie fallen, und man hat, um die mittlere Schwingung zu erfahren, nur auf den Unterschied der Schwingungsphasen zu sehen, wie er im Augenblicke des Zusammentreffens in a Statt findet. Dieser Unterschied hängt von der Differenz der Wege ab, welche die beiden Strahlen von der gemeinschaftlichen Lichtquelle an, bis zum Interferenzpunkte zurückgelegt haben.

1) Sind diese Wege gleich, so wird a vermög beider Strahlen genau in derselben Phase der Schwingung sich befinden, und nach derselben Richtung vibriren; folglich wird die mittlere Geschwindigkeit und Amplitude der Schwingungen, die das Ätherteilchen durch die Interferenz erhält, doppelt so groß seyn, als die Geschwindigkeit und Amplitude ist, welche a vermög eines jeden einzelnen Strahls angenommen haben würde.

2) Diese Verdopplung der Geschwindigkeit und der Amplitude der Schwingungen ist auch dann vorhanden, wenn die Wege ungleich sind, aber der längere Weg den kürzeren um eine, zwei, überhaupt um eine Anzahl von ganzen Wellenlängen, oder was gleich viel ist, um eine gerade Anzahl von halben Wellenlängen übertrifft; denn in diesen Fällen wird das Ätherteilchen a zuerst von dem auf kürzerem Wege kommenden Strahle in Schwingungen versetzt, und da ein jedes Ätherteilchen, während die Welle oder der Strahl um eine Länge weiter fortgeschritten ist, eine Schwingung macht, so wird auch a vor dem Anlangen des zweiten Strahls bereits eine, zwei, kurz, so viel Schwingungen vollendet haben, wie viel Wellenlängen der längere Weg mehr als der kürzere zählt; also kommt der zweite Strahl gerade in dem Augenblicke bei a an, und versetzt es in die erste Phase der Schwingungen, wo es auch Kraft des ersten Strahls dieselbe Phase beginnen würde; der

Unterschied der Phasen ist also im Augenblicke des Zusammentreffens gleich Null, und weil die Schwingungsdauer in den beiden gleichartigen Strahlen gleich angenommen wird, so bleibt dieser Unterschied während aller Phasen, welche das Theilchen successive durchläuft, sich gleich.

3) Würde der Unterschied der Wege eine ungerade Anzahl halber Wellenlängen betragen, also $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$ Wellenlängen, so käme der auf dem längeren Wege gehende Strahl in dem Ätherteilchen a erst dann an, wenn dieses $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$... d. i. eine ungerade Zahl von halben Schwingungen vollendet hat, und daher im Beginne steht, in die negativen Phasen zu treten; der anlangende zweite Strahl versetzt aber das Theilchen a in die erste positive Phase. Da nun die Richtungen der Schwingungen in der negativen Phase denen in der positiven entgegengesetzt, hingegen die Geschwindigkeiten gleich sind, und sich während aller folgenden Zeiten gleich bleiben, so heben sich die Bewegungen vollkommen auf, und das Ätherteilchen ruht.

4) Ist der Unterschied der Wege weder ein gerades noch ein ungerades Vielfache einer halben Wellenlänge, so wird sich die resultirende Geschwindigkeit und Amplitude des Theilchens im Interferenzpunkte zwischen Null und der doppelten partiellen Geschwindigkeit und Amplitude befinden, und sich der einen, oder der anderen Gränze mehr oder weniger nähern, je nachdem der Unterschied der Wege sich einer der angegebenen Gränzen mehr oder weniger nähert.

Die Veränderung, die durch die Interferenz in der Lichtintensität der Strahlen im Interferenzpunkte hervorgebracht wird, ist leicht einzusehen, wenn man bedenkt, daß die Intensität dem Quadrate der Amplitude proportional ist.

Daraus ergeben sich die Regeln:

a) Wenn der Unterschied det Strahlenwege durch eine gerade Anzahl von halben Wellenlängen ausgedrückt wird, so ist die durch Interferenz erzeugte Lichtintensität doppelt so groß, als die Summe der Intensitäten der interferirenden Strahlen.

b) Beträgt der Unterschied der Wege gleich intensiver Lichtstrahlen eine ungerade Anzahl von halben Wellenlängen, so ist die aus der Interferenz hervorgehende In-

tensität gleich Null; es entsteht im Interferenzpunkte Dunkelheit, d. i. die Strahlen löschen sich daselbst aus.

c) In den Fällen wo der Wegesunterschied anders beschaffen ist, wird das Licht stärker oder schwächer, als bei jedem einzelnen Strahle, je nachdem der Unterschied der Wege dem in a, oder dem in b angegebenen näher steht.

Hieraus ist die im vorigen §. beschriebene Interferenz-Erscheinung leicht zu erklären; denn wegen des geringen Abstandes der beiden Bilder U und V, und des großen Abstandes des Auges von den Spiegeln, sind die Winkel, welche die interferirenden Strahlen einschließen sehr gering, und man kann daher die Richtung der Schwingungen, welche die Äthertheilchen in den beiden Wellen erhalten, als parallel betrachten. Der Werth von ω ist gleich einer Wellenlänge, und somit muß an den Stellen eine Verstärkung des Lichtes eintreten, wo der Unterschied der Wege der von U und V kommenden Wellen, eine gerade Anzahl, hingegen Dunkelheit an jenen, wo dieser Unterschied gleich einer ungeraden Anzahl von $\frac{\omega}{2}$ ist.

Indem der Werth von ω für jede Strahlengattung durch Messungen bestimmt wurde, hat man auch die Wellenlängen für verschiedenfarbige Strahlen kennen gelernt.

Auch die vorhin angezeigte Verrückung der Farbenstreifen wird erklärbar; denn da die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit beym Durchgange durch das durchsichtige Plättchen eine Änderung erleidet, so ist es eben dasselbe, als wenn der Unterschied der Wege verändert worden wäre, weßwegen auch die Punkte, wo sich die Wellen verstärken, oder auslöschen, eine Veränderung in ihrer Lage erhalten müssen.

Auch die Erscheinungen der Absorption sind, wie von Wrede in einer interessanten Abhandlung (Pogg. Ann. XXXIII. 353.) gezeigt hat, Resultate von Interferenzen der in verschiedenen Schichten des Körpers reflectirten Strahlen. Denn die kleinsten Körpertheilchen, die durch Kräfte in einem bestimmten Abstande gehalten werden, leisten der durchgehenden Welle einen Widerstand, der eine theilweise Reflexion derselben verursacht. Diese theilweise Reflexion wiederholt sich ins Unendliche, so daß eine unendliche Reihe von Lichtwellensystemen entsteht, von denen jedes eine schwächere Intensität hat, als das nächstvorhergehende, und indem es gegen dieses um ein, dem doppelten Abstande zwischen den reflectirenden Flächen gleiches Stück zurückbleibt, mit ihm mannigfaltige Interferenzphänomene erzeugen kann, die nicht nur die größere oder geringere Durchsich-

tigkeit der Körper, sondern selbst alle Abstuffungen ihrer natürlichen Farben erklären. Wrede hat auch nachgewiesen, daß in dieser Interferenz der Grund der dunklen Linien im Spectrum zu suchen sey.

Von der Beugung des Lichtes.

§. 95.

Man versteht unter der Beugung oder Diffraction jene Modification, welche das Licht erfährt, indem es an den Kanten eines dünnen Körpers, oder durch eine sehr kleine Öffnung geleitet wird, und die im allgemeinen in einer mit Erzeugung von farbigen und dunklen Streifen verbundenen Ablenkung des Strahls von seiner geradlinigen Richtung besteht.

Die Erscheinungen der Beugung gewähren dem Forscher schon an sich selbst viel Interesse; aber sie sind ihm auch darum so wichtig geworden, weil sie den Vorzug der Undulationstheorie über die Emanationslehre begründen, indem jene die Beugungsphänomene bis ins kleinste Detail erklärt, was diese nicht nur nicht zu leisten vermag, sondern auch gestehen muß, daß die Erscheinungen mit ihr im Widerspruche stehen.

Wir wollen die Haupterscheinungen der Beugung, und die sich in ihnen aussprechenden Gesetze kennen lernen, und sie hierauf nach der Undulationstheorie, soweit es ohne höhere Analysis möglich ist, erklären.

1) Leitet man durch eine Öffnung (Fig. 153.) ein Bündel direkter Sonnenstrahlen in ein finsteres Zimmer, und läßt es auf eine Linse von kurzer Brennweite fallen, wodurch die Strahlen im Brennpunkte F vereinigt werden, von dem aus sie in sehr divergirenden Richtungen ihren Weg fortsetzen; bringt man in diesen divergirenden Strahlenkegel, in einiger Entfernung von F, einen undurchsichtigen Schirm AM mit einem dünnen zugeschärften Rande, und hinter diesen eine weiße Tafel, oder eine mattgeschliffene Glastafel, so bemerkt man, daß der Schatten des Schirmes außen von einer Reihe farbiger Franzen begränzt ist, die desto deutlicher erscheinen, je kleiner der Punkt F von dem Schirme aus gesehen wird.

(Grimaldi beobachtete zuerst diese farbigen Streifen oder Franzen, und beschrieb sie in seinem Werke de lumine 1665.)

Um die Erscheinung in der Einfachheit hervorzubringen, die sie haben muß, um die Gesetze mit Richtigkeit ableiten zu können, gebraucht man bloß homogenes Licht, indem man vor die Linse ein gefärbtes Glas Gg, das nur eine Strahlengattung durchläßt, aufstellt. In diesem Falle beobachtet man folgende Gesetze:

a) Die gerade Linie **FAB**, welche die Gränzlinie des geometrischen Schattens ist, scheidet nicht wirklich den Schatten vom erleuchteten Raume, sondern man bemerkt auch rechts dieser Linie eine bis auf eine gewisse Weite sich erstreckende Erleuchtung.

b) Auf der linken Seite der Linie **FAB** zeigen sich sehr glänzende Streifen h, h′, h″, von der Farbe des durchgelassenen Lichtes, die durch dunkle Zwischenräume, d, d′, d″, von einander getrennt sind.

c) Ein jeder Farbenstreifen ist in der Mitte am intensivsten; von da nimmt die Lichtstärke ab, bis allmählig die Dunkelheit eintritt, die wieder in der Mitte des dunklen Zwischenraumes am stärksten hervortritt.

d) Die Lebhaftigkeit der Farbenstreifen, und die Stärke der Dunkelheit der dunklen Streifen nimmt ab, je mehr man sich von der Linie **FAB** entfernt, bis sie in einiger Entfernung ganz verschwinden. Man kann manchmal auch 7 Streifen unterscheiden.

e) Die Farbenstreifen nehmen an Breite desto mehr ab, je größer die Brechbarkeit des Lichtes ist; die violetten sind demnach am schmälsten, und der Linie **AB** am nächsten, die rothen aber am breitesten, und von **AB** am weitesten entfernt.

f) Diese farbigen und dunklen Streifen entstehen am Rande des Schirmes; sie rücken immer mehr auseinander, je weiter man die Tafel, worauf sie erscheinen vom Schirme entfernet. Beobachtet man auf der Tafel, indem man sie immer weiter vom Schirme entfernt, genau die Lage der Punkte, die von einem Streifen derselben Ordnung z. B. dem ersten, oder dem zweiten, getroffen werden; so überzeugt man sich durch genaue Abmessungen, daß die Abstände vom Schatten nicht den Entfernungen vom Schirme proportional sind, wie es seyn müßte, wenn die gebeugten Strahlen in geradlinigen Richtungen fortgehen würden; sondern man findet, daß sie hyperbolische

Curven bilden, deren gemeinschaftliches Centrum sich genau in der Mitte der Linie AF befindet, und die in der Nähe des Schirmrandes A ihren Scheitel haben. — Die Lage des Brennpunktes ist für jede Ordnung eine andere; sie hängt auch von dem Abstande des Schirmes von F, und von der Brechbarkeit des Lichtes ab, ist aber unabhängig von der materiellen Beschaffenheit des Schirmes.

g) Überhaupt hat die Natur des undurchsichtigen Körpers, dessen Schatten die Farbenstreifen umgeben, keinen Einfluß auf ihre Breite, Farbe, Entfernung vom Schatten, und relative Folge. Auch übt die Schärfe und Krümmung keinen wesentlichen Einfluß; es ist gleichgültig, ob sie an der Schneide oder dem Rücken eines Barbiermessers, ob an einem polirten oder geschwärzten Drahte vorbeigehen. Die Versuche lehren ferner, daß nicht bloß die nächsten am Rande vorbeigehenden, sondern auch die entfernteren Strahlen gebeugt werden. Diese Umstände beweisen hinreichend, daß diese Erscheinung mit den Kräften der Körper in keiner Verbindung steht.

h) Die Entfernung des Schirmes vom leuchtenden Punkte hat auf die Breite der Streifen, und ihren Abstand vom Schatten, bei derselben Entfernung der Tafel vom Schirme, einen sehr großen Einfluß, indem sie desto schmäler werden, und einander näher rücken, je weiter A von F entfernt wird. So ist bei der Entfernung von 1000 Millimeter der Winkel, den die Assymptoten der dunklen Streifen von der ersten und zweiten Ordnung einschließen, beym rothen Lichte nur 1′ 40″; beträgt diese Entfernung 100 Millimeter, so ist dieser Winkel schon 5′ 15″; er hat aber 16′ 34″, wenn diese Entfernung nur 10 Millimeter zählt.

Aus den angeführten Gesetzen lassen sich die verschieden gefärbten Franzen im weißen Sonnenlichte erklären; denn eine jede Farbengattung wird sich so ordnen, als wenn sie allein vorhanden wäre; mithin werden die ersten an die Schattengränze fallenden Streifen zusammenfallen, und einen weißen Streifen geben; aber da die am wenigsten brechbaren die größte Breite haben, so wird der rothe Streifen durch die andern nicht ganz bedeckt, und folglich an den weißen Streifen ein rother sich anreihen. In den Raum, wo das rothe Licht einen dunklen Streifen gelassen hätte, fallen die Streifen von ande-

ren Farben, mischen sich, und so werden zusammengesetzte Farbenstreifen sichtbar. Kennt man dieses Gesetz nach dem sich eine jede Strahlengattung auf der Tafel ordnet, so ist man im Stande, genau die Farbe anzugeben, die an jeder Stelle der Tafel erscheinen wird.

Diese Erscheinung wird auch hervorgebracht, wenn das Licht nicht durch eine Linse in einem Punkte vereinigt worden ist; doch ist in diesem Falle, so wie bei gekrümmten Rändern die Wirkung der gebeugten Strahlen mehr complicirt.

2) Man spanne in einer kleinen Entfernung vom Brennpunkte F (Fig. 154.) ein Haar, eine Metallsaite, oder einen andern dünnen undurchsichtigen Körper, dessen Durchmesser AB seyn soll; so wird sein geometrischer Schatten durch die geraden Linien FAS und FBS′ begränzt, und mithin SS′ dessen Durchmesser auf der Tafel seyn.

Die Beugung der Lichtstrahlen an den Rändern des dünnen Körpers macht, daß der Durchmesser des Schattens größer ist, als er nach der Entfernung der Tafel bei einer geradlinigen Fortpflanzung des Lichtes wäre. Außerdem beobachtet man:

a) außerhalb des Schattens, und zwar an beiden Seiten desselben eine Reihe von Streifen, die den vorhin betrachteten ähnlich sind, und die man die äußeren nennt;

b) aber auch innerhalb des Schattenraums erscheinen farbige mit dunklen abwechselnde Streifen, die man innere nennt, nnd die schmäler und schwächer als die äußeren sind, auch das Eigenthümliche haben, daß sie sogleich verschwinden, wenn man die an einem Rande des dünnen Körpers vorbeigehenden Strahlen durch einen undurchsichtigen Schirm zurückhält. Übrigens sind die Gesetze dieser Erscheinung dieselben wie im vorigen Falle. — Im vollen Sonnenlichte müssen die Streifen verschiedenfarbig erscheinen, aus Ursachen, wie sie vorhin angegeben worden sind.

Diese Erscheinung biethet sich, obwohl nicht mehr so einfach auch dann noch dar, wenn die Strahlen in parallelen Richtungen auf den dünnen Körper fallen, der selbst wie immer gekrümmt seyn kann.

3) Man leite durch eine schmale, längliche, vertikale Öffnung im Fensterladen ein Lichtbüschel in ein dunkles Zimmer, und fange es mit einem Schirme auf, der aus zwei Me-

tallplatten besteht, deren zwei geradlinig zugeschärfte Ränder parallel laufen, und eine schmale rechtwinkelige Öffnung bilden, die man mittelst einer feinen Schraube, welche eine der Platten bewegt, erweitern und verengen kann. Das durch die schmale Öffnung durchgehende Licht erleidet eine Beugung, die an einer hinter dem Schirme stehenden Tafel beobachtet wird.

Ist das auf den Schirm fallende Licht gleichartig, so bemerkt man:

a) das durch die Öffnung im Schirme durchgehende Licht breitet sich stark in dem geometrischen Schattenraume aus.

b) An der Stelle, die von der Axe des Lichtbüschels getroffen wird, erscheint ein heller Streifen von der Farbe des gebeugten Lichtes. Zu beiden Seiten dieses Streifens bemerkt man eine Reihe von eben so farbigen Streifen, die durch dunkle Zwischenräume von einander getrennt sind. Den ersten Streifen rechts und den ersten links von der Axe nennt man Streifen der ersten Ordnung; der zweite rechts, und der zweite links sind Streifen der zweiten Ordnung u. s. f.

c) Die Breite eines Streifens von derselben Ordnung richtet sich bei übrigens gleichen Umständen, wie in den vorigen Fällen, nach der Brechbarkeit des gebeugten Lichtes. Sie ist bei den rothen am größten, bei dem violetten am kleinsten.

d) Auch in diesem Falle erhalten die gebeugten Strahlen eine hyperbolische Krümmung. Hinsichtlich der Intensität der Streifen wird alles das wahrgenommen, was darüber beim ersten Beugungsversuche gesagt worden ist.

e) Die Breite der Öffnung im Schirme bestimmt die Größe der Ablenkung, und dadurch die Breite und Anzahl der Streifen. Je enger die Öffnung ist, desto breiter erscheinen die Streifen, und rücken mehr auseinander. — Frauenhofer fand durch Messungen, die er mit einer ausgezeichneten Genauigkeit anstellte, daß bei verschiedenen Öffnungen im Schirme, die Ablenkungswinkel der gebeugten, demselben Farbenstreifen angehörenden Strahlen sich umgekehrt, wie die Breite der Öffnungen verhalten, ferner, daß bei der nämlichen Öffnung die Abstände der auf einander folgenden Streifen von derselben Farbe, z. B. des äußersten Roth, zu beiden Seiten von der Mitte wach-

sen, wie die Glieder einer arithmetischen Reihe, deren Differenz dem ersten Gliede gleich ist. Nennt man γ die Breite der Öffnung in Par. Zoll, und L', L'', L''', die Ablenkungswinkel einer bestimmten Farbengattung, so ist

$$L' = \frac{L}{\gamma}, L'' = \frac{2L}{\gamma}, L''' = \frac{3L}{\gamma} \ldots\ldots$$

Für das äußerste Roth ist $L = 0.0000211$ in Theilen des Kreisbogens, dessen Halbmesser $= 1$ ist. Für andere Farbenstrahlen hat L andere Werthe.

f) Die Breite der Öffnung im Fensterladen hat nur auf die Reinheit und Deutlichkeit der Streifen einen Einfluß, indem das durch die verticale Spalte eindringende Lichtbündel aus mehreren verticalen Lichtlinien bestehet, deren jede ein eigenes System von Farbenstreifen geben würde; bei einer nur etwas breiten Öffnung wird das theilweise Aufeinanderfallen der Streifen von verschiedenen Systemen eine Undeutlichkeit, und bei einer gewissen Größe derselben sogar ein Verschwinden der Streifen hervorbringen. Am reinsten müßten die Streifen erscheinen, wenn das eintretende Licht eine Lichtlinie wäre; allein zur Erlangung einer größeren Lichtstärke zieht man eine etwas breitere Öffnung vor.

Übrigens ist dieses Beugungsphänomen von der materiellen Beschaffenheit des Schirmes unabhängig, wie in den früheren Fällen. Die Figur (155) stellt bei vollkommen gleichen Umständen die Anordnung und Breite der Streifen
im rothen Lichte durch die Reihe R vor,
„ grünen „ „ „ „ Gr.
„ violetten „ „ „ „ V.

Daraus ist ersichtlich, daß im vollen Sonnenlichte, das Strahlen von jeder Brechbarkeit enthält, in der Mitte, wohin bei jeder Strahlengattung ein heller Streifen fällt, ein weißer Streifen erscheint; weil aber der mittlere rothe und der mittlere gelbe von den mittleren Streifen der übrigen Farben wegen ihrer geringeren Breite nicht ganz gedeckt werden können, so zeigt sich der weiße Streifen an den Seiten etwas gelb, und dann roth eingefaßt. In den Raum, der im rothen Lichte als ein dunkler Streifen der ersten Ordnung erschienen wäre, fällt der erste seitwärts von der Axe liegende violette Streifen, der von den übrigen zum Theil ungedeckt, und folglich sichtbar bleibt;

an ihn reihen sich die übrigen Farben des Spectrums, obwohl, wegen des theilweisen Übereinanderfallens, etwas modificirt. An dieses Farbenbild schließt sich ein zweites minder lebhaftes an, in welchem aber das Violett mit einem Theil des vorhergehenden Roth zusammenfällt und so in Purpurroth verwandelt wird. An einem dritten Farbenbilde unterscheidet man nur: etwas bläulich Grün, bläulich Weiß und Roth; hierauf bemerkt man, falls das Sonnenlicht recht intensiv ist, noch eine Farbenreihe von mattem Grün, bläulich Weiß, und Roth, und zwei von sehr schwachem Grün und Roth. Diese Ordnung und Beschaffenheit der Farbenbilder ist an beiden Seiten von der Mitte ganz gleich.

Läßt man das Licht durch ein rundes Loch eintreten, und leitet es durch eine quadratförmige, genau gradlinige, scharfkantige Öffnung eines Schirmes, so wird es in horizontaler und verticaler Richtung gebeugt, und man erblickt auf der Tafel hinter dem Schirme ein farbiges Kreuz. Ist die Öffnung im Schirme kreisrund, so erfolgt die Beugung nach allen Richtungen in gleichem Grade, weswegen die Farbenstreifen in farbige concentrische Ringe übergehen. Macht man diese Öffnung ringförmig, so sieht man abermals Ringe, bei denen aber die Durchmesser und deren Verhältniß zu einander ein anderes Gesetz als im vorigen Falle befolgen, jedoch allezeit nur von der Größe der Öffnung im Schirm, und nicht von jener im Fensterladen abhängig sind.

Die bis jetzt angeführten Beugungsphänomene wird man viel vollkommener sehen, wenn man sie auf der Hinterseite einer mattgeschliffenen Glastafel mit einer Loupe beobachtet. Allein selbst in diesem Falle wird ein großer Theil des gebeugten Lichtes zerstreut; darum ist es am zweckmäßigsten, die Glastafel ganz wegzulassen, und die Erscheinung mittelst einer Converlinse, oder noch besser, mittelst eines achromatischen Fernrohrs zu beobachten. — In allen Fällen, wo genaue Messungen vorgenommen werden, muß man die Sonnenstrahlen vermittelst eines Heliostats in das dunkle Zimmer leiten.

Die Beugungsphänomene lassen sich auch bequem mit Mayers Inflexioscop beobachten. Dieses besteht aus einem innwendig geschwärzten Rohre, das an einem Ende einen Deckel mit einer schmalen Spalte hat, die mittelst einer Schraube erweitert, oder verenget werden kann. Soll das Licht an einer engen Öffnung gebeugt werden, so wird auch das andere Ende des Rohrs mit einem Deckel geschlossen, woran sich eine ähnliche, der ersteren gerade gegenüber-

liegende Spalte befindet. Will man die Beobachtung an einem dünnen beugenden Körper anstellen, so wird an das hintere Ende des Rohrs ein engeres Rohr angeschraubt, an dessen einem Ende ein feiner, mit der vorderen Spalte parallel gezogener Draht, am anderen aber eine verschiebbare Sammmellinse angebracht ist, mittelst welcher die Beugung am Drahte angesehen wird.

§. 96.

Erklärung der Beugungs-Phänomene nach der Undulationstheorie *)

1) Wenn die Lichtstrahlen an den Kanten eines Schirmes von unbestimmter Breite vorbeigehen. Ist F (Fig. 156.) ein leuchtender Punkt, und MN ein Stück einer von ihm ausgegangenen Lichtwelle, so wird die Bewegung irgend eines Punktes P dieselbe, man mag sie so betrachten, als ob sie durch die ursprüngliche Welle entstände, oder als ob jedes Theilchen der Welle ein besonderer Wellenmittelpunkt wäre, und seine Bewegung nach P fortpflanzen möchte.

Untersucht man die gleichzeitige Wirkung, die in P durch die von den einzelnen Theilchen der ursprünglichen Welle ausgegangenen secundären Wellen hervorgebracht wird, so hat man nur nöthig die Wirkung der Theilchen zu beachten, die dem Punkte A, wo die Linie FP die Welle MN schneidet, nahe liegen, indem die in beträchtlicher Entfernung liegenden Wellentheilchen in P gleiche und entgegengesetzte Wirkungen hervorbringen, die sich aufheben, und daher nicht zu berücksichtigen sind. Denn man beschreibe mit dem Halbmesser AP um den Punkt P einen Kreisbogen, und ziehe die Linien Pg, Pd, Pg′, Pd′, Pm, Pn, Po, dergestalt, daß

$$ag = \frac{\lambda}{2}, bd = \frac{2\lambda}{2}, g'c = \frac{3\lambda}{2}, fd' = \frac{4\lambda}{2},$$

wo λ den Werth der Wellenlänge ausdrückt. Auf diese Art ist die Welle in Theile getheilt, wovon jeder aus Elementen besteht, deren Abstände von P nicht um eine halbe Wellenlänge verschieden sind; darum sind auch die Schwingungen, welche die einzelnen Elemente eines Theils dem Punkte P zu gleicher Zeit ertheilen, correspondirend, und befinden sich sämmtlich entweder in den positiven, oder in den negativen Phasen. Aber die Schwingungen, welche dem Punkte P von den correspondi-

*) Elemens de physique experimentale par Pouillet t. II. Par. 1832

renden Elementen zweier auf einander folgenden Theile, wie Ag und gd zu gleicher Zeit mitgetheilt werden, sind, da die Unterschiede der Abstände eine halbe Wellenlänge betragen, genau in entgegengesetzten Phasen, und werden sich daher ganz aufheben, wenn sie zugleich dieselbe Intensität, und dieselbe Richtung besitzen. Die Intensität ist aber abhängig von der Größe eines Theils, und von dem Gesetze der Seitenfortpflanzung, vermög welcher die Intensität sehr schnell abnimmt, so wie die Richtung, in welcher die secundären Wellen fortschreiten, von der Richtung der ursprünglichen Welle abweicht; demnach kann die Wirkung des Bogens Ag auf den Punkt P nicht vollständig durch die des Bogens gd aufgehoben werden, weil $Ag > gd$, und weil auch die Elemente von Ag weniger schief, und daher intensiver auf P einwirken, als jene von gd. Aus denselben Gründen wird auch die Wirkung von dg' nur theilweise durch die des Bogens $g'd'$ aufgehoben u. s. f. Benennen wir die von dem ersten, dritten, fünften.... Bogen auf P ausgeübte Einwirkung mit a, a', a'', und jene, die der zweite, vierte, sechste......, ausübt, mit b, b', und b''......; so ist die aus den Einwirkungen aller Elemente des Wellenstückes auf der einen Seite der Linie FP resultrirende Wirkung

$$= a - b + a' - b' + a'' - b'' + \dots$$

$$= (a + a' + a'' + \dots) - (b + b' + b'' \dots)$$

Allein die Wirkungen der etwas weiter von A liegenden Bögen nähern sich sehr schnell der Gleichheit; denn einmal nähern sich die Winkel Pmn, Pno, die die Richtungen Pm, Pn, mit der Oberfläche bilden, also auch die Neigungen der secundären Wellen gegen die primitive sehr stark der Gleichheit; dann sind die Bögen von mn, no um äußerst wenig von einander verschieden, und da auch die Richtungen Pm, Pn nahe mit einander übereinstimmen, so müssen sich die Wirkungen zweier auf einander folgenden Theile der ursprünglichen Welle, die von der Linie FP etwas weiter abstehen, durch Interferenz vollständig aufheben. Demnach wird die Bewegung des Punktes P, und die ihr entsprechende Lichtintensität nur durch diejenigen Theile der Welle bestimmt, welche unmittelbar an A liegen. Wir wollen diese Lichtintensität, die durch die wirksamen Theile der Welle MN auf einer Seite der Linie FP im Punkte P erzeugt wird, mit 1 bezeichnen; so ist dann die ge-

sammte Lichtstärke, die P erhält = 2. Diese Lichtstärke werden alle vom leuchtenden Punkte F gleichweit entfernte Punkte haben, sobald die Welle ungehindert fortschreiten kann; anders aber verhält es sich, wenn die Welle in ihrem Fortgange durch ein Hinderniß aufgehalten wird.

Nehmen wir an

1. Ein undurchsichtiger Schirm würde das ganze Wellenstück AN zurückhalten, so wird nur das Wellenstück AM auf P sich thätig äußern, und die durch die wirksamen Theile desselben in P erzeugte Lichtstärke ist = 1.
2. Steht aber der Schirm in g, so kömmt zu der Wirkung von AM noch die Wirkung von Ag; dem ersteren entspricht die Lichtstärke = 1, letzterer aber eine Lichtstärke, die größer ist als 1; denn da in der Reihe, wodurch die Wirkung der wirksamen Theile auf P ausgedrückt wird, nämlich

$$a - b + a' - b' + a'' - b'' + \ldots = 1, \text{ oder}$$

$$a - (b - a') - (b' - a'') - \ldots = 1,$$

jedes nachfolgende Glied kleiner als das vorgehende ist, so sind die Differenzen $b - a'$, $b' - a''$... sämmtlich positiv, und mithin die der Wirkung a entsprechende Lichtstärke größer als 1. Hat demnach der Punkt P eine solche Lage gegen den Schirm, und den leuchtenden Punkt, daß Fg + Pg um eine halbe Wellenlänge größer ist, als FP; so erhält dieser Punkt mehr Licht, als ohne Schirm.
3. Würde sich der Schirm in d befinden, so wäre die Lichtstärke in P gleich der durch das Wellenstück MA erzeugten (= 1) vermehrt um die Wirkung $a - b$, welche, wie man leicht sieht, kleiner als 1 ist; folglich ist im Punkte P, dessen Lage gegen den Schirm so beschaffen ist, daß Fd + Pd um zwei halbe Wellenlängen von der Linie PF verschieden ist, die Lichtstärke viel kleiner, als wenn kein Schirm vorhanden wäre.
4. Ist der Schirm in g', oder ist die Lage von P eine solche, daß der Unterschied von Fg' + Pg' über FP drey halbe Wellenlängen beträgt, so kommt zu der dem Stücke AM entsprechenden Lichtintensität = 1 auch noch die von Ag' erzeugte. Letztere ist aber größer als 1; denn da in dem Ausdrucke

$$a - b + a' - (b' - a'') - \ldots = 1$$

$b' - a''$ und jede folgende Differenz positiv wird, so muß $a - b + a' > 1$ seyn. Demnach ist in diesem Falle das Licht-

in P viel stärker, als es wäre, wenn man das Hinderniß hinwegnähme.

5. Setzt man dieses Raisonnement fort, so überzeugt man sich bald, daß durch die Anwesenheit des Schirmes die Lichtintensität an jedem Punkte erhöhet wird, für welchen die von ihm zum Rande des Schirmes, und von da zum leuchtenden Punkte gezogene Linie, die direkt von ihm zum leuchtenden Punkte geführte um eine ungerade Anzahl von halben Wellenlängen übertrifft; und zwar werden die Punkte, für welche dieser Unterschied $=\frac{\lambda}{2}$ ist, den glänzenden Streifen der ersten Ordnung, jene für welche dieser Unterschied $=\frac{3\lambda}{2}$, den glänzenden Streifen der zweiten Ordnung, und für welche dieser Unterschied $=\frac{5\lambda}{2}$ ist, den glänzenden Streifen der dritten Ordnung bilden u. s. f.

Hingegen wird durch die Anwesenheit des Schirmes eine Verminderung der Lichtstärke in allen Punkten eintreten, wo dieser Unterschied einer geraden Anzahl von halben Wellenlängen gleich ist; daher wird der erste dunklere Streifen entstehen, wo der Unterschied $=\frac{2\lambda}{2}$, der zweite wird entstehen, wo der Unterschied $=\frac{4\lambda}{2}$ groß ist, u. s. f..

Fresnel bestimmte durch den Calcul genau die Stellen außerhalb des geometrischen Schattens, wohin die Maxima und Minima der Lichtintensitäten fallen, sammt dem Werthe dieser Intensitäten. Die Resultate dieser Berechnungen sind in folgender Tafel enthalten.

		Werth von v	Lichtintensität
1.	Maximum . . .	1.217	2.741
	Minimum . . .	1.873	1.557
2.	Maximum . . .	2.345	2.399
	Minimum . . .	2.739	1.687
3.	Maximum . . .	3.082	2.302
	Minimum . . .	3,391	1,744

		Werth von v	Lichtintensität
4.	Maximum . . .	3.674	2.252
	Minimum . . .	3.937	1.778
5.	Maximum . . .	4.183	2.221
	Minimum . . .	4.416	1.801
6.	Maximum . . .	4.637	2.199
	Minimum . . .	4.848	1.819
7.	Maximum . . .	2.050	2.182
	Minimum . . .	5.244	1.832

Man sieht:

a) daß kein Minimum Null ist, und daß selbst in dem dunkelsten Punkte des ersten dunklen Streifens die Intensität des Lichtes beynahe $\frac{3}{4}$ der Lichtstärke ist, die ohne Schirm an dieser Stelle erscheinen würde;

b) daß der Unterschied zwischen den auf einander folgenden Maxima und Minima schnell abnimmt, woraus die schnelle Abnahme in der Lebhaftigkeit der Farben, und in der Dunkelheit der dunklen Streifen erklärbar wird.

c) Für den Abstand eines jeden Maximums und Minimums, oder der Mitte jedes Streifens von dem geometrischen Schatten, den wir mit x bezeichnen, gibt die Rechnung den Ausdruck:

$$x = v\sqrt{\frac{(a+b).b\lambda}{2a}},$$

wo v aus der Tabelle genommen wird, a den Abstand des Schirmrandes von F, und b jenen vom Punkte P, oder von der Tafel, auf der die Streifen erscheinen, angibt. Aus den berechneten Werthen von x findet man die Breite der Streifen; und da x bei übrigens gleichen Umständen wie $\sqrt{\lambda}$, d. i. die Quadratwurzel aus der Wellenlänge wächst, so folgt, daß auch die Breite der Streifen für verschiedene Farben so zunehmen, und daher am größten bei Roth, und am kleinsten bei Violett seyn wird.

d) Auch der Umstand, daß die Breite der Streifen mit der Annäherung des Schirmes an den Punkt F zunimmt, läßt sich erklären; denn man sieht, daß der Werth von x wächst, wenn a abnimmt.

e) Nimmt man b als veränderlich, und als die Abscisse einer Curve an, deren entsprechende Ordinate x ist, so ist:

$$x^2 = v^2 \left(b + \frac{b^2}{a}\right)\frac{\lambda}{2}$$

die Gleichung einer Hyperbel, welche durch A geht, und deren Convexität nach außen gewendet ist; also läßt sich auch die hyperbolische Krümmung der gebeugten Strahlen aus der Undulationstheorie erklären.

2. Erklärung der Beugung, wenn das Licht an den Kanten eines dünnen Körpers vorbeigeht.

Es sey F (Fig. 157.) der leuchtende Punkt, AB der Durchmesser des dünnen Körpers, ein oder zwey Millimeter groß; Ss der Durchmesser des geometrischen Schattens, der auf einer in beträchtlicher Entfernung von AB aufgestellten Tafel erscheint; MN sey die den dünnen Körper treffende Lichtwelle, und die Grade FOR die Axe des Schattens.

Um die Entstehung der inneren Farbenstreifen einzusehen, nehmen wir innerhalb des geometrischen Schattenraumes einen Punkt P an, und untersuchen die Bewegungen, die ihm von den Wellenstücken AM und BN mitgetheilt werden. Denkt man sich diese Wellenstücke in Theile Aa, ab... und Bα, $\alpha\beta$,... eingetheilt, von der Art, daß die Abstände zweier benachbarten Theilungspunkte von dem Punkte P um eine halbe Wellenlänge verschieden sind,

$$\text{also } Pa - PA = \frac{\lambda}{2},\; Pb - Pa = \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{und eben so } P\alpha - PB = \frac{\lambda}{2},\; P\beta - P\alpha = \frac{\lambda}{2},$$

so sind, wie im vorhergehenden Falle, die Schwingungen, welche von den correspondirenden Punkten zweyer aufeinanderfolgenden Bogenstücke nach P fortgepflanzt werden, in entgegengesetzten Phasen; sie werden sich demnach durch Interferenz aufheben, und zwar vollständig, wenn die Theile in einer beträchtlichen Entfernung von FP sich befinden. Allein die von den nahe an FP liegenden Bögen fortgepflanzten Bewegungen können sich in P nicht vollkommen aufheben; deshalb wird durch

die Bögen Aa und ab in P eine Schwingung, und folglich auch Licht erzeugt; und dasselbe erfolgt durch jedes Paar auf einander folgender Bogenstücke.

Die Resultirende aller dieser partiellen Bewegungen stimmt in ihrer Richtung mit der von dem ersten Bogen Aa erzeugten überein, weil dieser Bogen alle andere an Größe übertrifft, und die von seinen Elementen ausgehenden sekundären Wellen mit FP die kleinste Neigung bilden. — Es sey mP die Richtung der Resultirenden von AM, und nP jene von BN; diese beiden bestimmen nun die Bewegung des Punktes P. Wenn die Differenz der Wege mP — nP gleich ist Null, oder einer geraden Anzahl von halben Wellenlängen, so addiren sich die Schwingungen, daher erscheint der Punkt glänzend, und alle so gelegenen Punkte geben einen glänzenden Streifen; ist aber diese Differenz mP — nP gleich einer ungeraden Anzahl von halben Wellenlängen, so heben sich die Bewegungen in P auf, und der Punkt wird dunkel, wo dann wieder alle Punkte derselben Lage einen dunklen Streifen bilden müssen. — Für alle Punkte in der Linie FOR ist der Unterschied der Wege gleich Null, wenn AB senkrecht auf FR steht, folglich erscheint selbst die Mitte des Schattens glänzend. Entfernt man sich von R in der Linie SR, so gelangt man bald an eine Stelle, für welche jene Differenz $= \frac{\lambda}{2}$ ist, und die daher dunkel erscheint, und weiter an eine andere, bei welcher dieser Unterschied $\frac{2\lambda}{2}$ beträgt, und die sich deshalb glänzend zeigt u. s. f. Dasselbe findet auch auf der rechten Seite der Linie FR Statt.

Man sieht leicht ein, daß wenn die Wellenlänge kleiner wird, sich sowohl die Stellen, wo das Licht verschwindet, als jene, wo es wieder besonders stark hervortritt, näher an der Mitte befinden müssen, weßhalb auch die Streifen schmäler, und mehr an einander gedrängt erscheinen. Wird das an dem Rande B gebeugte Licht durch einen undurchsichtigen Körper zurückgehalten, so ist keine Interferenz innerhalb des Schattenraums SS mehr möglich; deswegen verschwinden die inneren Farbenstreifen; jedoch wird noch immer etwas Licht von dem Wellenstücke AM in den Schattenraum gelangen, wie es die Erfahrung bestättiget.

Auch die übrigen Einzelnheiten des Beugungsphänomens in dem itzt behandelten Falle, insbesondere jene, welche sich auf die Breite der Streifen und der hyperbolischen Krümmung der Strahlen beziehen, lassen sich vollständig erklären. Die äußeren Streifen werden hier auf dieselbe Weise erzeugt, wie die bei der Beugung des Lichtes an dem Rande eines Schirmes von unbestimmter Breite; sie sind daher jenen ganz ähnlich; nur in dem Falle, wo der Körper AB zu dünn ist, erleiden diese Streifen, die durch das Wellenstück an einer Seite des Randes hervorgebracht werden, durch den Enfluß des Wellenstückes am anderen Rande solche Veränderungen, daß sie nicht mehr leicht zu erkennen sind.

3. Erklärung der Beugung beim Durchgange des Lichtes durch kleine Öffnungen.

Es sey AB der Durchmesser der Öffnung, FBS und FAS' sind die Gränzlinien des geometrischen Schattens, und FOX die durch die Mitte der Öffnung durgehende Linie, der mit dem Halbmesser FO um F beschriebene Kreisbogen MABN der Durchschnitt der Wellenoberfläche.

Bei diesem Phänomen haben wir die Fälle zu unterscheiden:

A. wo nur allein die äußeren Streifen, nämlich die in dem geometrischen Schattenraume erzeugten,

B. wo nur die inneren, in den erleuchteten Raum fallenden, und

C. wo beide Arten von Farbenstreifen zugleich beobachtet werden.

A.

Die äußeren Streifen können nur bei einer sehr schmalen Öffnung in großen Abständen von ihr in voller Reinheit, frey von inneren Streifen wahrgenommen werden. Denn nehme man einen Punkt P (Fig. 158.) in der Linie F an, und sey die Öffnung so enge, daß der Unterschied der Abstände AP — OP, und BP — OP eine halbe Wellenlänge beträgt, so wird in einem weiteren Abstande, als sich P befindet, z. B. in P' dieser Unterschied schon kleiner als $\frac{\lambda}{2}$ seyn; dann aber können die von den Elementen der Wellenstücke AO und BO

nach P′ fortgepflanzten Schwingungen sich nicht mehr aufheben, sondern die Wirkungen von AO und BO werden correspondirend, und folglich in P′ ein lebhaftes Licht erscheinen.

Man ziehe durch P eine zu AB parallele Linie, und nehme darauf einen Punkt d so an, daß $Bd - Ad = \frac{2\lambda}{2}$ wird; dieser Punkt muß dunkel erscheinen; denn, indem man sich dieß Wellenstück AB in zwei Theile getheilt denkt, die so beschaffen sind, daß der Abstand des mittleren Theilungspunktes von d um eine halbe, und Bd um zwei halbe Wellenlängen größer als Ad ist, so ist klar, daß die Schwingungen, die dem Punkte d von den Elementen des ersten Theils mitgetheilt werden, gerade in der entgegengesetzten Schwingungs-Phase mit denen sind, die d von den Elementen des zweiten Theils erhält; und da wegen der Kleinheit der Öffnung auch ihre Intensitäten beinahe gleich werden, so heben sie sich auf, und die Stelle d erscheint dunkel.

Wählt man itzt den Punkt d′ dergestalt, daß

$$Bd' - Ad' = \frac{4\lambda}{2},$$

so kann das Wellenstück AB aus vier Theilen bestehend angenommen werden, wo die Abstände des ersten, zweiten, dritten und vierten Theilungspunktes von d′ die Linie Ad′ um 1, 2, 3, 4 halbe Wellenlängen übertreffen; dann werden die nach d′ vom ersten Theile fortgepflanzten Schwingungen durch die des zweiten; und die des dritten, durch die des vierten Theils aufgehoben, und folglich die Stelle d′ abermals dunkel seyn. Hieraus ist ersichtlich, daß alle Punkte, für welche die Differenz der Abstände von A und B einer geraden Anzahl von halben Wellenlängen gleich ist, dunkel erscheinen, und die Mittellinien der dunklen Streifen bilden.

Ein Punkt h zwischen d und d′, der die Lage hat, daß die Differenz seiner Abstände von A und B 3 halbe Wellenlängen zählt, muß nothwendig erleuchtet erscheinen; denn in Beziehung auf ihn kann man sich AB in drey Theile getheilt denken, wo der Abstand des ersten Theilungspunktes von d um $\frac{\lambda}{2}$, jener des zweiten um $\frac{2\lambda}{2}$, und der des Punktes B

um $\frac{3\lambda}{2}$ den Abstand Ad übertrifft. In diesem Falle wird die in h erzeugte Wirkung des ersten Theils durch die des zweiten Theils aufgehoben; aber die von den Elementen des dritten Theils ausgehenden Schwingungen bleiben in h wirksam; mithin erscheint diese Stelle erleuchtet, und ist in der Mitte des hellen Farbenstreifens zwischen d und d'. Auf ähnliche Weise überzeugt man sich, daß alle Stellen, für welche die Differenz der Abstände von A und B eine ungerade Anzahl von Wellenlängen ist, die Mittellinien der hellen Streifen bilden.

Berücksichtigt man, daß in jedem Abstande von der Öffnung AB, die Mittelpunkte des dunklen Streifens der ersten Ordnung diejenigen sind, deren Abstände von A und B um zwei halbe Wellenlängen, also um eine constante Größe von einander verschieden sind, so ist einleuchtend, daß sie sich an den zwei Ästen einer Hyperbel befinden, deren Brennpunkte A und B sind, und die λ zur Hauptaxe hat. Auch die Reihen der Mittelpunkte der dunkleren Streifen der übrigen Ordnungen bilden Hyperbeln, welche dieselben Brennpunkte haben aber deren Axen nach Beschaffenheit der Ordnung 2λ, 3λ, 4λ.... sind.

Diese Hyperbeln fallen nahe mit ihren Assymptoten zusammen. Nennen wir den Abstand der beiden Brennpunkte AB = v; so ist die conjugirte Axe für die erste Hyperbel

$$b = \sqrt{\frac{v^2 - \lambda^2}{4}};$$

oder weil λ rücksichtlich v vernachläßigt werden kann $= \frac{v}{2}$, und da die Tangente des Winkels, den die Assymptote mit der Hauptaxe bildet, gleich ist der halben conjugirten Axe, getheilt durch die halbe Hauptaxe; so ist diese Tangente bei der ersten Hyperbel $= \frac{v}{\lambda}$. Nennen wir φ den Ergänzungswinkel, d. i. den Winkel, welchen die Assymptote mit der durch den Mittelpunkt O gehenden Linie FX einschließt, und welcher der Ablenkungswinkel des nach der Assymptote fortschreitenden Strahls

ist, so ist tang. $\phi = \frac{\lambda}{v}$ für die erste Hyperbel, und

tang. $\phi = \frac{2\lambda}{v}$ „ „ zweite „

tang. $\phi = \frac{3\lambda}{v}$ „ „ dritte „ u. s. w.

Wegen der Kleinheit der Winkel, können sie ihren Tangenten proportionirt angenommen werden.

Der Abstand der Mitte des Streifens von der ersten Ordnung, also dP ist = OP tang. ϕ, oder wenn OP = a gesetzt wird, $dP = a\phi = \frac{a\lambda}{v}$.

Auf gleiche Weise findet man

$$d'P = \frac{2a\lambda}{v}; \; d''P = \frac{3a\lambda}{v} \text{ u. s. f.}$$

Hieraus lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Die Breite eines Streifens, oder der Abstand der Mittelpunkte zweier auf einander folgenden dunklen Streifen, welcher gleich $\frac{a\lambda}{v}$ ist, steht in einem verkehrten Verhältnisse mit dem Durchmesser der Öffnung, und in einem geraden mit dem Abstande der Tafel von der Öffnung und der Wellenlänge.
2. Die Abstände der dunklen Streifen von der Linie XO nehmen an beiden Seiten derselben in einer arithmetischen Progression zu, deren Differenz gleich dem ersten Gliede $\frac{a\lambda}{v}$ ist. Diese Schlüsse entsprechen vollkommen der Erfahrung.

B. Innere Streifen.

Wir haben vorhin erfahren, daß die äußeren Streifen erst in einer Entfernung OP anfangen sich in ihrer vollen Reinheit zu zeigen, die so beschaffen ist, daß jede der Differenzen AP — OP, und BP — OP gleich ist einer halben Wellenlänge. Rückt man näher an die Öffnung AB, so erhält man an der Axe OX nacheinander dunkle und glänzende Strei-

fen; denn offenbar wird es in der Linie OX oberhalb P einen Punkt d (Fig. 159.) geben, für welchen $Ad - Od = \frac{2\lambda}{2}$, und auch $Bd - Od = \frac{2\lambda}{2}$ ist; dann einen andern d', für den $Ad' - Od' = \frac{4\lambda}{2}$, und eben so $Bd' - Od' = \frac{4\lambda}{2}$; einen dritten d'', für den $Ad'' - Od'' = \frac{6\lambda}{2}$, und eben so $Bd'' - Od'' = \frac{6\lambda}{2}$ u. s. f. Aber in allen Punkten, für welche die Differenzen ihrer Abstände von A und O eine gerade Anzahl von halben Wellenlängen betragen, werden sich die dahin von AO fortgepflanzten Schwingungen durch Interferenz aufheben; dasselbe wird auch mit den von BO ausgegangenen geschehen, und folglich muß in allen diesen Punkten Dunkelheit eintreten.

Im Gegentheil werden sich die Schwingungen in den Punkten h, h', h'' addiren, und Licht erzeugen, für welche jene Differenzen $\frac{3\lambda}{2}$, $\frac{5\lambda}{2}$.... kurz einer ungeraden Anzahl von Wellenlängen gleich sind; denn ist z. B. $Ah - Oh = \frac{3\lambda}{2}$, und eben so $Bh - Oh = \frac{3\lambda}{2}$, so kann man sich sowohl AB als OB in 3 Theile getheilt denken, die man von O zählt, und bei denen die Differenz der Abstände zweyer auf einander folgenden Theilungspunkte vom Punkte h eine halbe Wellenlänge groß ist; da werden sich die Schwingungen von zwei Theilen durch Interferenz in h aufheben, aber die Wirkung des dritten Theils bleibt übrig, und wird durch die correspondirende Wirkung eines dritten Theils von BO vermehrt. Demnach wird der Punkt h die Mitte eines hellen Streifens bilden. — Wir sehen, daß die Bedingung für den Anfang der äußeren Streifen auch die Gränze bestimmt, von der man sich dem Schirme nähern muß, um die inneren Streifen allein zu beobachten.

Wir wollen hier nur den einfachen Fall betrachten, wo parallele Strahlen durch die Öffnung des Schirmes durchgehen. Die auf den Schirm auffallende Welle werde durch die Gerade AB (Fig. 160.) vorgestellt, und man wähle sich auf der Axe des durchgehenden Lichtbündels einen Punkt P so, daß jeder der Unterschiede AP — OP, und BP — OP eine gerade Anzahl von halben Wellenlängen, z. B. $= 10 \frac{\lambda}{2}$ betrage. Dieser Punkt wird, dem vorhergehenden gemäß, die Mitte eines dunklen Streifens, an dessen beiden Seiten aber in der horizontalen Linie Py eine abwechselnde Reihe von dunklen mit hellen Streifen erscheinen wird; denn ein jeder Punkt, wie z. B. d dessen Lage der Bedingung entspricht, daß sowohl Ad — md als auch Bd — md einer geraden Anzahl von halben Wellenlängen gleich ist, muß die Mitte eines dunklen Streifens bilden, weil sich die von den Theilen Am und Bm dahin fortgepflanzten Schwingungen durch Interferenz aufheben. Hingegen werden, wie leicht zu begreifen ist, alle Punkte wie z. B. h, für welche jede der Differenzen Ah — nh und Bh — nh durch eine ungerade Anzahl von Wellenlängen ausgedrückt wird, die Mitten von glänzenden Streifen bilden. Auch überzeugt man sich leicht, daß die Streifen desto schmäler und in desto größerer Anzahl erscheinen werden, je größer die Öffnung im Schirme und je näher dieser der Linie Py steht.

C.

Äußere und innere Streifen werden zu gleicher Zeit hervorgebracht, wenn die Öffnung im Schirme hinreichend breit ist, um innere, und auch hinreichend schmal, damit das an einem Rande streifende Wellenstück noch bemerkbar wirksam im Schatten des andern Randes eintreten könnte. — Beide Arten von Streifen, werden sich dann nach den eben angeführten Gesetzen bilden.

§. 97.

Erscheinungen der Beugung beim Durchgange des Lichts durch Gitter.

Frauenhofer bereicherte die Lehre von der Beugung mit einer Reihe von Erscheinungen, deren Gesetze er durch

Messungen bestimmte, die mit einer bewunderungswerthen Sorgfalt vorgenommen wurden. Die merkwürdigsten dieser Erscheinungen sind diejenigen, die sich darbiethen, wenn man directes Sonnenlicht durch eine Menge kleiner Öffnungen, die genau gleich und in gleichen Abständen von einander geordnet sind, durchgehen läßt. Man erhält sie, wenn man entweder einen dünnen Silberdraht (oder einen feinen Seidenfaden) in die Gänge sehr feiner Schrauben spannt, oder wenn man ein Planglas mit Goldblättchen belegt, und darauf mit einer Stahlspitze äquidistante Parallellinien nahe an einander radirt; oder auch, indem man mit einer Diamantspitze in ein polirtes Planglas solche Linien zieht, in welchem Falle die Furchen die undurchsichtigen Theile des Gitters bilden. Die delikatesten Versuche stellte Frauenhofer mit einem Gitter aus 3601 Linien, wo die Entfernung der Mitte je zweier Linien nur 0.0001223 P. Z. betrug.

Leitet man direktes Sonnenlicht in horizontaler Richtung durch eine verticale Spalte (von etwa 0.01 Zoll Breite) in ein dunkles Zimmer, wo in einer hinreichend großen Entfernung ein achromatisches Fernrohr aufgestellt, und so eingerichtet wird, daß man die Öffnung im Fensterladen scharf begränzt erblickt; bringt hierauf vor das Objectiv des Fernrohrs ein aus parallelen nach einer einzigen Richtung gezogenen Linien bestehendes Gitter so an, daß seine schmalen Öffnungen eine verticale Lage erhalten; so sieht man im Gesichtsfelde des Fernrohrs:

1. In der Mitte die Öffnung am Fensterladen, so gut begränzt und farblos, wie sie ohne Gitter gesehen wird. (Fig. 161.)
2. Auf jeder Seite derselben einen völlig dunklen Raum, nach welchem sich vollkommen symmetrisch zu beiden Seiten von der Mitte eine Reihe prismatischer Farbenbilder zeigt, die breiter obwohl weniger lebhaft werden, je weiter sie sich von der Mitte entfernen.
3. Das erste und lebhafteste Farbenbild BH ist vom zweiten Farbenbilde H′B′ durch einen völlig dunklen Raum D getrennt. Das Violett liegt bei diesen Farbenbildern nach Innen, das Roth nach Außen; jedoch wird das Violett nur bei dem ersten und dem zweiten Farbenbilde wahrgenommen, bei dem dritten fallt es in das Roth des zweiten, so daß anstatt eines dunklen Zwischenraumes ein purpurrother Streifen entsteht. Die noch weiter abstehenden

Farbenbilder vermischen sich immer mehr, indessen kann man mittelst eines Prisma, das die auf einander fallenden Farben getrennt darstellt, auf jeder Seite von der Mitte dreyzehn Spectra unterscheiden.

4. Bei einer richtigen Stellung des Oculars bemerkt man in den lebhaftesten Farbenbildern jene schwarzen Linien, welche das homogene Licht characterisiren. Man unterscheidet genau die Linien, die wir (§. 56.) mit B, C, D, E, F, G, H bezeichnet haben; allein, obgleich sie auch hier genau demselben Grade der Brechbarkeit entsprechen, wie bei dem durch ein Prisma erzeugten Farbenbilde, so ist doch das Verhältniß ihrer Zwischenräume in beiden Fällen ganz verschieden. Diese dunklen Linien gewähren ein Mittel, die Messungen der Abstände ähnlicher Punkte in den verschiedenen Farbenbildern mit Genauigkeit auszuführen.

Durch eine Reihe von Beobachtungen und durch Messungen, die mittelst eines eigenen zu diesem Zwecke zusammengesetzten Apparats* bei verschiedenen Gittern vorgenommen wurden, kam Frauenhofer zu folgenden Resultaten:

1. Der Ablenkungswinkel des nämlichen Farbenstreifen (oder dessen Entfernung von der Mitte des centralen weißen Bildes) hängt nicht von der Breite der Öffnungen allein, noch von der Breite der undurchsichtigen Zwischenräume allein ab; sondern er ist der Summe von beiden Breiten, oder was gleichviel ist, der Entfernung der Mittelpunkte zweier auf einander folgenden Öffnungen verkehrt proportionirt.
2. Bei einem und demselben Gitter bilden die Ablenkungswinkel desselben Farbenstreifens in den auf einander folgenden Farbenbildern eine arithmetische Reihe, deren Differenz ihrem ersten Gliede gleich ist.
3. Multiplicirt man die Ablenkungswinkel, die den fixen dunklen Linien B, C, D, E, F, G, H im ersten Farbenbilde entsprechen, und die wir auch mit diesen Buchstaben benennen wollen, nach einander mit der Summe (s) aus der Breite der Öffnung, und der Breite des undurchsichtigen Zwischenraumes, so geben die Producte Größen, die bei allen

*) Siehe Baumgartners Supplementband S. 470.

Gittern und Beobachtungen als constant befunden wurden. Frauenhofer fand:

Bs = 688	Milliontel	eines	Millimeters
Cs = 656	"	"	"
Ds = 589	"	"	"
Es = 526	"	"	"
Fs = 484	"	"	"
Gs = 429	"	"	"
Hs = 393	"	"	"

Bei sehr feinen Gittern werden die Farbenbilder in großen Entfernungen von der Axe hervorgebracht, weswegen man anstatt der Ablenkungswinkel ihre Sinusse nehmen muß.

Die Farbenbilder, welche entstehen, wenn die Strahlen durch eine einzige Öffnung gebeugt werden, (§. 95. 3) nennt Frauenhofer Farbenbilder der ersten Klasse. Sie bestehen nicht aus homogenem Lichte, wie diejenigen, die durch die Beugung an einem aus mehreren parallelen Öffnungen bestehenden Gitter hervorgebracht werden, und die Frauenhofer Farbenbilder der zweiten Klasse nennt.

Hat das Gitter nur eine geringe Anzahl von Öffnungen, z. B. drey, so treten nur wenige gebeugte Strahlen ins Fernrohr, und es bilden sich nebst den Farbenbildern der zweiten Klasse auch noch Farbenbilder der dritten Klasse, die zwischen der Axe und den nächsten Farbenbildern der zweiten Klasse sich befinden, und nicht aus homogenem Lichte bestehen. Durch Messungen fand Frauenhofer, daß bei den Farbenbildern der dritten Klasse:

1. Der Abstand des nämlichen Farbenstreifens von der Axe bei demselben Gitter, aber bei einer verschiedenen Anzahl Öffnungen umgekehrt wie die Anzahl dieser Öffnungen wächst, und bei verschiedenen Gittern und gleicher Anzahl Öffnungen umgekehrt wie die Entfernung der Mittelpunkte zweier neben einander stehenden Öffnungen zunimmt.
2. Die Abstände gleichartiger Farbenstreifen von der Axe wachsen wie die Glieder einer arithmetischen Reihe, deren Differenz dem ersten Gliede gleich ist.

Frauenhofer untersuchte auch die Beugungsphänomene, welche entstehen, wenn sich die Gitter in verschiedenen brechenden Mitteln befinden, und fand, daß sie sich gleich blieben, nur nahm die Entfernung gleichfarbiger Streifen von

der Axe in dem Verhältnisse ab, in welchem das Brechungsverhältniß des Mittels zugenommen hat.

* * *

Die prachtvollsten optischen Erscheinungen werden hervorgebracht, wenn man das Sonnenlicht anstatt durch ein Gitter, durch mehrere runde oder eckige Öffnungen auf das Objectiv des Fernrohrs leitet. Die Figur 162 stellt die Erscheinung dar, die sich zeigt, wenn das Licht durch zwei gleich kleine, kreisrunde und nahe an einander befindliche Öffnungen auf das Objectiv fällt. Jede Abtheilung ist ein besonders glänzendes Farbenbild. Vermehrt man die Anzahl der Öffnungen, so wird die Anzahl der Farbenbilder größer, aber immer ist die Anordnung derselben symmetrisch und von der Größe der Öffnungen, ihrem gegenseitigen Abstande und ihrer Anordnung abhängig. Die schönste Erscheinung erhält man, wenn man zwei gleiche Drahtgitter kreuzweise über einander legt, und durch die vielen viereckigen Öffnungen, die entstehen, die Sonnenstrahlen auf das Fernrohr leitet.

Aus den Beugungsgesetzen des Lichts sind zu erklären, die Farbenerscheinungen, die man wahrnimmt, wenn man mit blinzendem Auge, also durch die Haare der Augenbraunen, durch den dünnen Theil des Bartes einer Vogelfeder, durch enge gewebtes Zeug, oder durch ein mit Hexenmehl bestreutes Glas auf einen lichtstarken und nicht zu nahen Punkt sieht; ferner das Farbenspiel, welches sich zeigt, wenn Sonnenstrahlen durch kleine Öffnungen im Laub der Bäume durchgehen, oder wenn man durch die feinen Haare der Hüte, oder durch Spinnenweben nach der untergehenden Sonne sieht; so auch die Farbenringe, die bei totalen Mondesfinsternissen um den Mond erscheinen, und die dunklen Streifen, die man zwischen den eng an einander geschlossenen gestreckten Fingern bemerkt.

§. 98.

Erklärung der Beugungsphänomene durch Gitter nach Babinet.

Es sey AB (Fig. 163.) das Gitter; cd, ef, gh seyen die opaken, und de, fg, hi die durchsichtigen Theile desselben; die

Entfernung von der Spalte im Fensterladen werde so groß angenommen, daß man die auf das Gitter fallenden Strahlen für parallel annehmen kann. O sey das Auge, und SO ein direkter Sonnenstrahl. — Die Zwischenräme werden sehr klein angenommen, daher wird man unter den Summen aus einem dunklen und einem durchsichtigen Zwischenraume immer eine wie fh finden, für welche Oh — Of zwei halbe Wellenlängen einer gewissen Farbengattung, z. B. des violetten Lichtes beträgt. Da die einfallenden Strahlen von einem Lichtpunkte kommen, und wegen der Kleinheit von fh die Linien Oh und Of beinahe parallel laufen, so wäre die Resultirende aller Schwingungen, welche das Wellenstück fh dem Punkte O mittheilen könnte, offenbar gleich Null; indem alle von den Punkten der ersten Hälfte von fh nach O kommende Schwingungen durch die um eine halbe Undulation zurückstehenden der zweiten Hälfte von fh zerstört würden. Allein da der Theil gh zurückgehalten wird, so können die von fg nach O fortgepflanzten Schwingungen nicht aufgehoben werden, sondern sie bringen in O ein violettes Licht hervor, dessen Intensität am größten wird, wenn fg = gh ist. Denn ist gh < fg, so wird durch fg auch ein Theil der Strahlen durchgehen, die sich in entgegengesetzten Phasen mit den anderen befinden, und daher eine Verminderung der Lichtstärke bewirken; ist hingegen gh > fg, so wird ein Theil der Strahlen zurückgehalten, deren Wirkung mit jener von fg übereinstimmt, und der somit geeignet ist, das Licht in O zu verstärken.

Denkt man sich um den Punkt O mit dem Halbmesser Of den Kreisbogen fv beschrieben, so erhält man den Winkel hfv, der dem Ablenkungswinkel SOh gleich ist. Setzt man fh = s, und SOh = ϕ, und bedenkt, daß vh = Oh — Of = λ (einer Wellenlänge) ist, so hat man $\sin. \phi = \frac{\lambda}{s}$.

Wegen der Kleinheit der Ablenkungswinkel für die Strahlen des ersten Spectrums, kann man auch setzen $\phi = \frac{\lambda}{s}$, oder $\phi s = \lambda$.

Hieraus ist ersichtlich:

1. Daß die weniger brechbaren Strahlen, bei welchen λ einen größeren Werth hat, am meisten abgelenkt werden, weswegen Roth am entferntesten vom direkten Bilde, und Violett ihm am nächsten liegt.

2. Daß die Producte ϕs, welche Frauenhofer durch wirkliche Messungen bestimmte, und die vorhin angegeben worden sind, die Werthe der Wellenlängen für die mit B, C, D, E, F, G, H bezeichneten Strahlen geben.

Diese von Frauenhofer gefundenen Werthe der Wellenlängen stimmen mit denen, die Fresnel durch Messungen bei seinem bekannten Interferenzversuche fand, auf eine merkwürdige Weise überein.

In einem weiteren Abstande von SO wird es eine andere Summe s, z. B. np geben, für welche $Op - On = \frac{4\lambda}{2}$, also vier halbe Wellenlängen des violetten Lichtes groß ist. In diesem Falle denkt man sich np in vier Theile getheilt, die so beschaffen sind, daß die Abstände je zweier auf einander folgenden Theilungspunkte von dem Augenpunkte O um eine halbe Wellenlänge verschieden sind. Könnte das Licht durch den ganzen Zwischenraum np durchgehen, so würden die Strahlen des ersten Theils durch die des zweiten, und die des dritten durch die des vierten im Punkte O vernichtet, weswegen O von np kein Licht erhalten könnte. Dieß müßte auch dann noch eintreten, wenn die ersten zwei Theile den offenen, und die zwei folgenden den für das Licht undurchdringlichen Zwischenraum bilden würden, oder, da die Theile beinahe gleich ausfallen, wenn no=op wäre; aber in jedem anderen Falle wird O von np erleuchtet, und so das Violett des zweiten Farbenbildes in der Richtung Op sichtbar werden. Man erhält für den Ablenkungswinkel $SOp = \Phi_1$ auf die Weise wie in dem vorigen Falle, den Ausdruck

$$\sin. \phi_1 = \frac{2\lambda}{s}, \text{ oder } \phi_1 s = 2\lambda.$$

Auf ähnliche Art wird man sich überzeugen, daß die Farbe, deren Wellenlänge λ ist, jederzeit zum Vorschein kommt, so oft das Product aus dem Sinus des Ablenkungswinkels, und dem Werthe von s einer geraden Anzahl von halben Wellenlängen gleich, und der durchsichtige Zwischenraum dem undurchsichtigen nicht gleich ist. Man hat also für den Ablenkungswinkel eines Farbenstreifens des nten Spectrums den Ausdruck

$$\sin. \phi_n = \frac{n\lambda}{s}.$$

Aus diesem Ausdrucke ergibt sich die merkwürdige Folgerung, daß wenn $s < \lambda$ wird, $\sin. \Phi_n > 1$, mithin Φ_n imaginär ist, d. h. wenn man auf einer Oberfläche Linien zieht, die von einander nur weniger als eine Undulation entfernt sind, so ist die Entstehung der Farbenbilder nicht mehr möglich. —

§. 99.

Beugung bei der Reflexion des Lichtes.

Wenn man auf ein polirtes Stahlblättchen, oder auf ein mit Gold überzogenes Planglas ein feines Gitter radirt; oder auch, wenn man auf einer Seite des Glases feine, gleichweit abstehende Linien zieht, und die andere Seite mit schwarzem Firniß überstreicht; so erhält man Stellen, die das Licht regelmäßig reflectiren, und solche, die es nicht zu thun vermögen. Bringt man das Plättchen in eine solche Lage gegen die einfallenden Sonnenstrahlen, daß das von ihm reflectirte Licht in ein Fernrohr gelangt, dann biethen sich dieselben Farbenerscheinungen dar, wie wenn das Licht durch die Öffnungen des Gitters durchgelassen wird. Denn kommen (Figur 163) die parallelen Sonnenstrahlen von S', S'', S'''... auf das Gitter AB, und gelangen durch Reflexion zum Auge O, so bleiben offenbar die Unterschiede im Gange dieser Strahlen dieselben, wie in dem vorhin betrachteten Falle; folglich wird man auch an den nämlichen Stellen des Gitters die nämlichen Farben beobachten. — Die einzelnen Farbenbilder und ihre Abstände von der Axe sind desto größer, je schiefer die Strahlen einfallen. Diese durch die Reflexion des Lichtes entstehenden Beugungsphänomene wird man an allen Körpern beobachten, an deren glatten Oberflächen feine Furchen gezogen sind. Dieß ist insbesondere der Fall bei der Perlmutter, deren polirte Oberfläche, wie sich Brewster überzeugte, mit sehr vielen feinen beinahe parallelen und (wenigstens an einem kleinen Stücke der Oberfläche) gleichweit von einander entfernten Furchen überzogen ist, die man durch ein Mikroscop deutlich sehen, und durch keine Politur wegbringen kann. Daß die Farben der Perlmutter von der Beschaffenheit der Oberfläche abhängen, zeigt sich schon daraus, daß Abdrücke von Perlmutter in weichen Substanzen, wie in feinem Siegellack, arabischem Gummi, Stanifolio

selbst in Bley die irisirende Eigenschaft erhalten. — Radirt man solche feine Streifen an einer polirten Metallfläche, so muß sich ein ähnliches Farbenspiel zeigen, das desto schöner und lebhafter hervortritt, je mehr parallele Linien in einem gleich großen Raume gezogen sind, und je genauer die Gleichheit ihrer Entfernungen ist. Hieraus wird das herrliche Farbenspiel der von Barton erfundenen Irisknöpfe, welche aus polirtem in verschiedene Felder getheiltem Metalle bestehen, und wobei in den einzelnen Feldern höchst nahe, und feine, parallele Linien eingeschnitten sind. Barton zog deren 10000, Frauenhofer 30000 in dem Raume eines Zolls. — Hieher gehört auch das Farbenspiel an den Flügeldecken mancher Insecten, da diese selbst gefurcht, oder mit gefurchten Schuppen bedeckt sind. Die Farben, die sich an den Haaren, Spinnenfäden und zuweilen an Claviersaiten im Sonnenschein zeigen, sind aus ähnlichen feinen, an ihrer Oberfläche befindlichen Furchen zu erklären. Auch der schillernde Glanz der Vogelfedern, das Schillern abgestandener Gläser, vieler Färbestoffe, z. B. des trockenen Waides gehören zu den Erscheinungen der Beugung reflectirter Strahlen. —

§. 100.

Beugungsphänomene beim Betrachten von Sternen durch Telescope.

J. F. W. Herschel betrachtete in der neuesten Zeit merkwürdige Erscheinungen, welche durch Beugung des Lichtes entstehen, wenn man vor das Objectiv eines guten, stark vergrößernden Fernrohrs Blendungen oder Öffnungen von verschiedener Form anbringt, und hierauf das Fernrohr auf einen hellen Stern richtet. Ist das Objectiv mit einem kreisförmigen Diaphragma begränzt, so sieht man den Stern unter günstigen Umständen (ruhiger Luft, gleichförmiger Temperatur u. d.) als eine helle Scheibe, die mit concentrischen, dunklen, und glänzenden Ringen umgeben ist. Die Vergrößerung der Scheibe und der Ringe steht mit dem Öffnungsdurchmesser des Diaphragma in einem verkehrten Verhältniße; aber je größer die Ringe werden, desto schwächer ist ihr Glanz, so daß sie bei einer sehr kleinen Öffnung gar nicht mehr gesehen werden können. Bei einer ringförmigen Blendung erscheinen mehrere Ringsyste-

me um den Stern. Die Fig. 164 stellt das Aussehen der Capella, und die Fig. 165. das des Doppelsterns Castor vor, bei einer Blendung, wo der äußere Durchmesser drey, und der innere 1 ¼ Zoll, und die Länge des Telescops 7 Fuß betragen hat.

Mit der Verminderung der Breite der Ringe, nimmt auch die Größe der Scheibe und die Breite der Ringe ab, jedoch nimmt die Anzahl der sichtbaren Ringe zu. Hat die Blendung zwei ringförmige Öffnungen, so unterscheidet man die einzelnen Ringsysteme viel deutlicher.

Gibt man der Öffnung des Diaphragma die Gestalt eines gleichseitigen Dreyecks, so bemerkt man um die gut begränzte Scheibe des Sterns einen schwarzen Ring, den sechs glänzende und vollkommen gerade Lichtbüschel umgeben. (Fig. 166.)

Besteht die Öffnung aus regelmäßig geordneten, gleichseitigen Dreyecken, so zeigt sich die sehr schöne durch die Fig. 167. dargestellte Erscheinung, die aus einer Reihe kreisförmiger Scheibchen besteht, welche in sechs vom Mittelpunkte ausgehenden Strahlen geordnet sind, und von denen jedes mit einem Ringe umgeben ist. Die mittlere Scheibe erscheint farblos, und glänzend, die andern zeigen sich desto stärker gefärbt, je weiter sie vom Mittelpunkte entfernt sind.

Man kann diese Erscheinungen durch Änderung der Gestalt, und der Anordnung der Öffnungen im Diaphragma vielfältig abändern. Bisher ist keine genügende Erklärung dieser Erscheinungen gegeben worden.

Von den Farben dünner Körper.

§. 101.

Farben im vollen Sonnenlichte.

Eine besondere Klasse von Farbenerscheinungen bilden die schönen Farben, die wir an sehr dünnen durchsichtigen Körpern wahrnehmen, wie z. B., an Seifenblasen, an dünn ausgeblasenen Glaskugeln, an jedem dünnen Bläschen, welches in dem Schaume einer Flüssigkeit hervortritt; dann an einer sehr dünnen Schichte von Wasser, Weingeist oder einer andern Flüssigkeit, womit man einen, glatten dunklen Körper überzieht. Ein

besonders lebhaftes hieher gehöriges Farbenspiel wird beobachtet, wenn man auf die Oberfläche des Wassers einen kleinen Tropfen Terpentinöl fallen läßt, und sich so stellt, daß man den Himmel abgespiegelt sieht; das Oel verbreitet sich nämlich schnell über die Oberfläche, und bildet eine äußerst dünne Schichte, die durch Verdünstung noch immer dünner wird. Dergleichen Farbenerscheinungen bemerkt man auch an dünnen Fischschuppen, selbst an der dünnen Oxydschichte, die sich an polirten Stahl oder Kupfer während einer starken Erhitzung bildet; ferner an den dünnen Luftschichten, die in den Sprüngen zerbrochener Gläser oder zwischen Blättchen von isländischem Kalkspath, Glimmer und anderen blättrigen Krystallen enthalten sind. —

Diese Klasse von Farbenerscheinungen hat das Eigenthümliche, daß die Farben aus farblosen Körpern hervorgehen, und sich mit der Dicke der Blättchen ändern. Dieß sieht man recht auffallend bei den Seifenblasen, die Anfangs ganz weiß aussehen, aber wie die Wände dünner geworden sind, lebhafte Farben zeigen, die beständig wechseln, wenn durch die Vergrößerung der Blase die Dicke der Wände mehr und mehr vermindert wird. Der Farbenwechsel, den man an einer dünnen Weingeist- oder Terpentinschichte beobachtet, rührt auch nur daher, weil sich die Dicke der Schichte durch Verdünstung beständig ändert. — Allein die Farben der dünnen Körper hängen nicht bloß von der Dicke ab, sondern man wird bei einiger Aufmerksamkeit wahrnehmen, daß sie sich auch mit der Stellung des Auges, also mit der Schiefe des Einfallens der Lichtstrahlen ändern.

Schon Newton hatte diese Erscheinungen mit dem ihm eigenen tiefen Scharfsinne untersucht, und ihre Gesetze vollständig festgestellt. Zur Ausmittlung dieser Gesetze ist es nöthig, die Erscheinung auf eine regelmäßige Weise hervorzubringen, wobei es möglich wird, alles daran Meßbare genau zu messen, und die Umstände, von denen sie abhängig ist, insbesondere die Abhängigkeit der Farbe von der Dicke auf das Genaueste zu bestimmen. Zu diesem Zwecke gebraucht man Plättchen von einerley Natur jedoch von verschiedener Dicke, die sich aber jedesmal vollkommen angeben läßt. — Newton nahm eine vollkommen sphärische Sammellinse von 10 bis 12 Fuß Brennweite (und folglich von einem großen Krümmungshalbmesser), und legte sie an ein ebenes, von parallelen Seitenflächen begränztes

Glas, oder noch besser an eine Hohllinse von einem etwas wenig größeren Krümmungshalbmesser. Die Berührung dieser zwei Gläser findet nur in einem einzigen Punkte Statt; rings um diesen Berührungspunkt, in gleicher Entfernung von ihm, ist der Abstand beider Gläser genau derselbe, und nimmt gegen die Ränder nach einem leicht zu bestimmenden Gesetze allmählig zu. Die zwischen den Gläsern befindliche Luft, oder eine andere Flüssigkeit ist das dünne, farbengebende Blättchen, das in gleichen Abständen vom Mittelpunkte auch gleiche Dicke hat, und daher die nämliche Farbe oder einen Farbenring zeigt. Die Zahl der sichtbaren Farbenringe hängt von dem Unterschiede der Krümmungen beider Gläser ab; ist dieser groß, so wächst die Dicke der flüssigen Schichte zu schnell, und erlangt schon in einer kleinen Entfernung vom Berührungspunkte eine Größe, bei welcher keine Farbe mehr sichtbar wird, weswegen in diesem Falle nur wenige kleine Ringe erscheinen, die mittelst eines Mikroscops betrachtet werden können.

Der eben beschriebene von Newton erdachte Apparat heißt Newtons Farbenglas. Die Erscheinungen, die daran wahrgenommen werden, sind folgende:

1. Hat man die beiden Gläser durch festes Andrücken in einige Berührung gebracht, so bemerkt man, indem man von oben auf den Apparat herabsieht, in der Mitte ein schwarzes Scheibchen, das im vollen Sonnenlichte von mehreren concentrischen Farbenringen umgeben ist. Diese Ringe folgen immer in derselben Ordnung auf einander, man mag was immer für Gläser gebrauchen, und zwischen sie eine beliebige Flüssigkeit bringen, oder auch den Zwischenraum vollkommen luftleer lassen. Die Farbenfolge ist jener ähnlich, die bei der Beugung des Lichtes durch eine Spalte beobachtet wird. In der Reihe der ersten Ordnung, von der Mitte aus gezählt, sieht man: Schwarz, blasses Blau, Weiß, Gelb, Orange, Roth; in der Reihe der zweiten Ordnung: Violett, Blau, Grün, Gelb, Orange, Hellroth; in der Reihe der dritten Ordnung: Purpurroth, Dunkelblau, Blau, Grün, Blaßroth, Bläulichroth; in der vierten Ordnung: Bläulichgrün, Grün, Gelblichgrün, Roth;
in der 5ten Ordnung: Bläulichgrün, Blaßroth;
„ „ 6ten „ Bläulichgrün, röthlich Weiß;
„ „ 7ten „ sehr blasses Bläulichgrün, und sehr

blasses Roth. Hierauf sind die Farbenringe so schwach, daß sie vom Weiß nicht mehr leicht zu unterscheiden sind.

2. Vermehrt man allmählig den Abstand beider Gläser, so verschwindet zuerst das schwarze Scheibchen in der Mitte, und indem dabei die Halbmesser sämmtlicher Ringe mehr und mehr abnehmen, ziehen sich die Ringe nach dem Mittelpunkte hin, so daß an der Stelle des schwarzen Scheibchens zuerst der erste farbige Ring erscheint, hierauf aber verschwindet, und dem zweiten Farbenringe Platz macht u. s. f., bis endlich alle Ringe verschwinden. Durch Annäherung der Gläser an einander wird ein Ring nach dem andern zuerst in der Mitte als ein Scheibchen erscheinen, sich hierauf erweitern, bis endlich das schwarze Scheibchen wieder zum Vorschein kommt. Daraus geht hervor, daß es bloß der Abstand der Oberflächen beider Gläser ist, welcher die Farbe an einer gewissen Stelle bestimmt, vorausgesetzt, daß die Lage des Auges ungeändert bleibt; denn

3. Die Größe eines Ringes hängt auch von der Lage des Auges ab, und nimmt zu, wenn man das Auge senkt, oder das Farbenglas hebt, und dadurch bewirkt, daß die Strahlen, die eine stärkere Neigung gegen das Farbenglas haben, ins Auge gelangen.

4. Die Lebhaftigkeit der Farbenringe nimmt mit ihrer Entfernung vom Mittelpunkte immer mehr ab.

5. Hält man den Apparat auf die Weise gegen das volle Sonnenlicht, daß das Auge nur die durchgelassenen Strahlen bekommt, dann sieht man abermahls Farbenringe, die aber minder lebhaft sind, als die, welche dem reflectirten Lichte ihre Entstehung verdanken; ihre Farben sind complementär zu denjenigen, die in derselben Stelle im reflectirten Lichte gesehen werden. So ist die Mitte Weiß, darauf folgen: Gelblich, Schwarz, Violett, Blau, also die Ergänzungsfarben der ersten Reihe.

Bei dem achromatischen Objective hat die erste Fläche der Flintglaslinse einen etwas größeren Krümmungshalbmesser als die zweite Fläche der converen Crownglaslinse; deßhalb müßten sich beide Flächen, wenn sie auf einander gelegt würden, in der Mitte berühren, und so die Entstehung von Farbenringen veranlassen, welche der Deutlichkeit schaden möchten. Um dieß zu vermeiden, werden die beiden Flächen durch Einlegung dünner, und gleichdicker Staniol-Blättchen etwas auseinandergehalten.

§. 102.

Farbenringe im gleichartigen Lichte.

Um die Erscheinung in ihrer größten Einfachheit hervorzubringen, und dadurch die genaue Ausmittlung der Gesetze möglich zu machen, erleuchtete Newton das Farbenglas mit gleichartigem Lichte. In diesem Falle beobachtete er sowohl im reflectirten als im durchgelassenen Lichte eine große Anzahl von Ringen, deren Farbe mit der des auffallenden Lichtes übereinstimmte, und die durch dunkle Zwischenräume von einander getrennt waren, weßwegen jeder einzelne vollkommener als im vollen Sonnenlichte unterschieden werden konnte. — An der Stelle, wo im reflectirten Lichte ein dunkler Ring sich zeigte, erschien im durchgelassenen ein farbiger, und umgekehrt.

Die Gesetze, welche Newton rücksichtlich der Durchmesser, Breite, und Lichtstärke der Ringe gefunden hat, sind folgende:

1. Die Lichtstärke der farbigen Ringe ist nicht nach der ganzen Breite dieselbe, sondern bei jedem ist der mittelste Kreis am intensivsten; von da nimmt die Lichtstärke allmählig ab, so daß ein dunkler Zwischenraum eintritt, dessen Dunkelheit gegen die Mitte zu immer mehr wächst.
2. Versteht man unter dem Halbmesser eines Ringes, den Halbmesser seines hellsten oder seines dunkelsten Kreises, so geben die Messungen das merkwürdige Gesetz, daß bei jeder Lichtgattung:
   a) im reflectirten Lichte die Quadrate der Halbmesser von den farbigen Ringen in dem Verhältnisse der ungeraden Zahlen 1, 3, 5, 7....., jene von den dunklen Ringen in dem Verhältnisse der geraden Zahlen 0, 2, 4, 6..... zunehmen;
   b) im durchgelassenen Lichte, wo der hellste Kreis dem dunkelsten im reflectirten Lichte entspricht, findet bei den Farbenringen dasselbe Verhältniß Statt, wie bei den dunklen im reflectirten Lichte.
3. Vergleicht man bei unveränderter Stellung des Auges, die Farbenringe von derselben Ordnung bei verschiedener Brechbarkeit des auffallenden Lichtes z. B. den vierten im rothen Lichte mit dem vierten bei anderen Lichtgattungen, so findet man den Durchmesser desto größer, je mehr die Brechbarkeit

des Lichtes abnimmt. Demnach sind die Ringe vom äußersten Roth am größten, die vom äußersten Violett am kleinsten.

4. Auch die Breite der Ringe von derselben Ordnung ist bei verschiedenem Lichte verschieden, und nimmt zu, wenn die Brechbarkeit kleiner wird, folglich sind die breitesten Ringe die vom äußersten Roth, die schmälsten aber die vom äußersten Violett.

5. Die Größe der Ringe hängt auch von der Neigung der ins Auge kommenden Strahlen ab. Die Ringe erscheinen am kleinsten, wenn das Auge die in senkrechten Richtungen durch die Luftschichte gehenden Strahlen erhält; sie werden aber desto größer, und entsprechen einer desto größeren Dicke der Luftschichte, je schiefer die Strahlen das Farbenglas verlassen.

6. Newton brachte zwischen die Gläser seines Apparats verschiedene Flüssigkeiten, machte auch den Raum luftleer, und untersuchte die Beschaffenheit der Ringe in diesen verschiedenen Fällen. Er fand, daß die Farbenringe in allen Fällen dasselbe Gesetz rücksichtlich der Breite und den Verhältnissen ihrer Durchmesser befolgen, wie bei der Luft; jedoch werden die Ringe derselben Ordnung desto kleiner, je größer die Brechbarkeit der zwischen den Gläsern befindlichen Flüssigkeit ist. Sie sind am größten, wenn der Raum zwischen den Gläsern luftleer ist. Durch genaue Messungen fand Newton, daß die Dicken verschiedener Flüssigkeiten, bei denen eine bestimmte Farbe erscheint, im umgekehrten Verhältnisse ihrer Brechungsexponenten stehen. Sind also die Dicken der Luftschichten für die verschiedenen Farben bekannt, so braucht man sie nur mit dem Brechungsverhältnisse eines andern Mittels rücksichtlich der Luft zu dividiren, um die diesen Farben entsprechenden Dicken des neuen Mittels zu finden. So beträgt die Dicke der Luftschichte, die das Blau der dritten Ordnung gibt, 23.4 Milliontel eines engl. Zolls. Dividirt man sie durch das Brechungsverhältniß des Wassers rücksichtlich der Luft, nämlich durch $\frac{4}{3}$, so erhält man 17.55 Milliontel eines engl. Zolls für die Dicke einer Wasserschichte, bei welcher dieselbe blaue Farbe zum Vorschein kommt.

§. 103.

Folgerungen.

Um die jedem einzelnen Ringe entsprechende Dicke der Luftschichte zu bestimmen, sey D der Durchmesser der Krümmung der converen Linse, A (Fig. 168.) ihr Berührungspunkt mit dem Planglase MN, und An = r der Halbmesser eines Ringes, dem bei einer senkrechten Richtung der Strahlen, die Dicke der Luftschichte nc = x entspricht; man hat aus der Eigenschaft des Kreises de^2 = Ad (D — Ad) oder

$$r^2 = x(D - x);$$

weil aber x nur ein sehr kleiner Bruchtheil des Durchmessers D ist, so können die zweiten Potenzen von x vernachlässigt werden, und man erhält $r^2 = Dx$, Hieraus folgt, daß die Quadrate der Halbmesser der Ringe den ihnen entsprechenden Dicken der flüssigen Schichte zwischen den Gläsern proportional sind. — Verbindet man dieses Resultat mit dem in (2) angeführten, so ergibt sich:

a) daß die Dicken, die den Farbenringen im reflectirten Lichte entsprechen, wie die ungeraden Zahlen wachsen, während die, welche den dunklen Ringen angehören, die Reihe der geraden Zahlen bilden. Nennen wir c die Dicke der Schichte bei dem Farbenringe der ersten Ordnung, so sind die Dicken für die Farbenringe der folgenden Ordnungen 3c, 5c, 7c, und für die auf einander folgenden dunklen Ringe 0, 2c, 4c, 6c.

b) Der absolute Werth von c nimmt mit der zunehmenden Brechbarkeit des Lichtes ab, da, vermög des in (3) angegebenen Gesetzes, die Durchmesser der Ringe bei mehr brechbarem Lichte kleiner erscheinen.

Eine andere Folge des in (2) angezeigten Gesetzes ist die, daß die Farbenringe immer näher an einander rücken, und schmäler werden, je weiter sie sich vom Mittelpunkte entfernen, weil die Quadratwurzeln der ungeraden Zahlen, denen die Halbmesser der farbigen Ringe proportional sind, eine Reihe bilden, deren Differenz immer kleiner wird, je größer diese Zahlen sind.

Die Kleinheit von c macht eine unmittelbare Messung unmöglich; um dennoch zur Kenntniß des Werthes von c für jede Strahlengattung zu kommen, braucht man nur den Halb-

messer irgend eines Ringes genau abzumessen (Newton that es mit einem Cirkel), und in dem Ausdrucke $x = \frac{r^2}{D}$ für r und D die Werthe zu setzen. Hat man x, d. i. die Dicke, welche dem Halbmesser r entspricht, gefunden, so läßt sich nach dem Vorhergehenden der Werth von c leicht berechnen. Allein man hat wohl zu beachten, daß die unmittelbare Messung nicht die wahren, sondern nur die scheinbaren Durchmesser der Ringe gibt; denn die Ringe entstehen in dem zwischen den Gläsern befindlichen Plättchen von Luft, Wasser u. s. f.; aber der Strahl, der von diesem Plättchen ins Auge kommt, hat beim Durchgange durch die obere Glaswand eine Brechung erlitten, wodurch der Durchmesser des Ringes geändert worden ist. Um die Größe dieser Änderung zu erfahren, sey AB = d (F. 169.) die Dicke der oberen Glaswand, die man in der geringen Ausdehnung, wo die Ringe erscheinen, als eben annehmen kann; in der Verlängerung von AB sey das Auge, das den von D ausgehenden, und in C vom Einfallslothe gebrochenen Strahl CO erhält, und daher den Ring, dessen wahrer Halbmesser DB = r ist, unter dem Halbmesser CA = r erblickt. Ist AO = a, und n der Brechungsexponent für das Glas, sind ferner die Winkel α und β klein, so ergibt sich:

$$\alpha = n\beta, \text{ und } DE = d\beta = \frac{dr}{n};$$

$$\text{weil } \alpha = \text{dem Winkel } AOC = \frac{AC}{OC} = \frac{r'}{\alpha}, \text{ so ist}$$

$$\text{die Änderung } DE = \frac{dr'}{\alpha n}; \text{ folglich der wahre}$$

$$\text{Durchmesserr} = r' + \frac{dr'}{\alpha n} = r'\left(1 + \frac{d}{\alpha n}\right)$$

Newton bediente sich einer Convexlinse von 83.4 Z. Brennweite, bei welcher $d = \frac{1}{6}$ Z., und $n = \frac{17}{11}$, folglich der Durchmesser der Krümmung D = 182 Z. war. Die Linse lag auf einem Planglase, und während das Licht, welches die Gränze zwischen Orange und Gelb bildet, auf den Apparat

auffiel, und das Auge fast senkrecht darüber in einem Abstande vom beinahe $8\frac{1}{2}$ Z. ruhete, maß Newton den Durchmesser des fünften Ringes an seiner dunkelsten Stelle, und fand ihn $\frac{1}{5}$ Z. groß. Daher ist $r' = \frac{1}{10}$, $\frac{d}{an} = \frac{1}{79}$, und

$$r = \frac{1}{10}\left(1 + \frac{1}{79}\right) = \frac{8}{79}, \text{ folglich}$$

$$x = \frac{64}{6241} : 182 = \frac{1}{17747{,}84} \text{ Zoll.}$$

Da aber die Dicke x an der Stelle des fünften dunklen Ringes $= 10c$ ist, so muß

$$c = \frac{1}{177478{,}4} \text{ Z. seyn.}$$

Aus mehreren anderen Messungen, die Newton bei verschiedenen Einfallswinkeln der Strahlen vornahm, aber auf das senkrechte Einfallen reducirte, fand er bei derselben Farbe für c den Mittelwerth $\frac{1}{178000}$ engl. Zoll.

Folgende Tabelle gibt die Dicke der Luftschichte für die verschiedenen Farbenringe der ersten Ordnung im reflectirten Lichte.

Farbe.	Die Dicke der Luftschichte in Milliontel eines eng. Z.	Die Dicke der Luftschichte in Milliontel eines Millim.	Die Dicke mit 4 multi. im Milliont. eines Millim.
Äußerstes Roth	6.344	161,15	645
Gränze zwischen Roth und Orange	5.866	148.95	596
„ „ Orange und Gelb	5.618	142.70	571
„ „ Gelb und Grün .	5.237	133.01	532
„ „ Grün u. Lichtblau	4.841	122.97	491
„ „ Lichtbl. u. Dunkelb.	4.513	114.64	458
„ „ Dunkelbl. u. Viol.	4.323	109.80	439
Äußerstes Violett	3.997	101,51	406

Aus den angeführten Gesetzen läßt sich die Manigfaltigkeit der Farbenringe im vollen Sonnenlichte leicht erklären; denn jede Strahlengattung des vollen Sonnenlichtes bildet ein Ringsystem, wie wenn sie allein auffallen würde; bei jedem Systeme bleibt die Mitte dunkel, und die Ringe werden desto kleiner und schmäler, je größer die Brechbarkeit der Strahlen ist. Der erste violette Ring beginnt schon, wo der Abstand beider Gläser = 2 Milliontel Zoll ist, und erstreckt sich bis dorthin, wo er beinahe 6 Milliontel Zoll beträgt. Weil nun kein anderer Ring der Mitte näher liegt, so erscheint in der Mitte ein schwarzes Scheibchen, das da, wo der Abstand 2 Milliontel Zoll ist, von einem violetten, und etwas weiter, von einem blauen Ringe umgeben ist. Diese Ringe können nur schmal ausfallen, weil der innere Rand des rothen Ringes schon dem Abstande $3\frac{1}{5}$ entspricht; daselbst fallen die Ringe von allen Farbengattungen über einander, und erzeugen einen weißen Ring, der an der Stelle, wo sich der violette Ring endiget, und die dem Abstande von 6 Milliontel Zoll entspricht, seinen äußeren Rand hat, an den sich da, wo der Abstand =7 ist, ein gelber, aus der Mischung des Grün, Gelb, Orange und Roth hervorgehender Ring anreiht. An der dem Abstande =9 Milliontel Zoll entsprechenden Stelle erscheint ein reines Roth, weil sich selbst der orangefarbige Ring nicht so weit erstreckt. — Auf ähnliche Weise entstehen die verschiedenfarbigen Ringe der folgenden Ordnungen; indem die Ringe der brechbarsten Strahlen in die dunklen Zwischenräume der minder brechbaren fallen, werden sie sichtbar; dort, wo mehrere Farben übereinander fallen, wie es wegen der Verschiedenheit der Breite und der Durchmesser geschehen muß, kommen die gemischten Farben zum Vorschein, die wir unter den Farbenringen im vollen Sonnenlichte wahrnehmen.

Es ist zur Erzeugung der Farben nicht nöthig, daß sich die dünne Schichte eines Mittels zwischen zwei Glasplatten eingeschlossen befinde; sie zeigen sich jedesmal, und noch lebhafter, wenn sich ein sehr dünnes Blättchen eines dichteren Mittels in der Luft, oder im leeren Raume befindet, wie wir es an den gleich im Anfange angeführten Beispielen gesehen haben. Erscheint bei einer bestimmten Dicke c ein gewisses Blättchen im reflectirten Lichte z. B. roth gefärbt, so wird es bei der Dicke 3c, 5c... abermals roth zu sehen seyn. Der Werth von c ändert sich mit der Brechbarkeit des Lichtes, und dem

Brechungsverhältniß des Plättchens rücksichtlich des Mittels von dem es umgeben ist.

§. 104.

Anwandlungen des leichteren Durchgangs und der leichteren Zurückwerfung.

Diese merkwürdige Eigenschaft der Lichtstrahlen, bei gewisser Dicke eines Körpers gänzlich zurückgeworfen, bei einer anderen ganz durchgelassen zu werden, führte Newton zu der Ansicht: die Lichtstrahlen erlangen beim Eintritte in ein Mittel eine Disposition, vermög welcher sie bald den abstoßenden, bald den anziehenden Kräften leichter folgen, und daher entweder eine Zurückwerfung erleiden, oder durch das Mittel durchgehen. Diese Disposition nannte er Anwandlung der leichteren Zurückwerfung, oder des leichteren Durchganges. Letztere Anwandlung erreicht bei der Dicke des Mittels 0, 2c, 4c... das Maximum, nimmt hierauf mit zunehmender Tiefe bis zur Null ab, und übergeht in die Anwandlung zur leichteren Zurückwerfung, die bei der Dicke c, 3c, 5c... ihren höchsten Grad erlangt, und dann auch bis zur Null abnimmt, worauf die erstere Anwandlung zurückkehrt. Man sieht, daß der Weg 2c die Periode angibt, in welcher ein Lichtstrahl alle Phasen der Anwandlung durchgeht, und die Wiederholung derselben beginnt. Man nennt diesen Weg die Länge einer Anwandlung. Fällt ein gleichartiger Lichtstrahl auf ein dünnes Blättchen irgend eines Mittels, dessen Dicke grade 2c, 4c... ist, so gelangt er an die Hinterseite genau in derselben Phase der Anwandlung, wie sie an der Vorderseite war; wenn er daher vorhin durchging, so wird er auch jetzt durchgehen, und folglich das Blättchen im reflectirten Lichte schwarz erscheinen. Ist aber die Dicke des Blättchens ein ungrades Vielfache von c, so befindet sich ein jeder, durch die Vorderfläche durchgegangene Lichtstrahl bei seiner Ankunft an der zweiten Fläche in einer entgegengesetzten Phase der Anwandlung; war er bei seinem Eintritte in einer Anwandlung zum leichteren Durchgange, so wird er jetzt in einer Anwandlung zur leichteren Zurückwerfung seyn, und daher an der Hinterfläche eine Zurückwerfung erfahren. Der zurückgeworfene Lichtstrahl gelangt dann an die Vorderfläche abermals in der Anwandlung des leichteren

Durchgangs, da der gesammte Weg, den er von der ersten Fläche bis zur zweiten, und von da bis zur ersten zurücklegte, 2c, 6c, 10c..., also ein gerades Vielfache von c ist. Vermög dieser Zurückwerfung erscheint das Plättchen gefärbt. Die Länge der Anwandlung wächst bei demselben Mittel mit der Schiefe des Strahls, und nimmt mit seiner Brechbarkeit ab; bei verschiedenen Mitteln steht sie im verkehrten Verhältnisse mit dem Brechungsverhältnisse.

An diese Theorie knüpft Newton die Erklärung der Farbenerscheinungen der dünnen Körper. Allein man macht dabei dreyerley Voraussetzungen: daß das Licht bei gewisser Dicke reflectirt, daß es bei einer anderen durchgelassen, und daß die Vorderfläche des Mittels, die doch immer einen Theil des auffallenden Lichtes zurückwirft, ohne Einfluß auf diese Erscheinung ist.

Erklärung der Farben dünner Körper nach der Undulationstheorie.

Young erklärte die Farbenerscheinungen an dünnen Körpern aus der Interferenz. Wir wollen hier nur den einfachsten Fall herausheben, wo das Auge die vom Farbenglase reflectirten Strahlen in einer beinahe senkrechten Richtung erhält. Es sey SA (Fig. 169. b) ein gleichartiger Strahl, der in senkrechter Richtung an die obere Fläche eines dünnen Plättchens auffällt; dieser erleidet in A eine Theilung, wobei ein Theil nach AS reflectirt wird, der andere aber zur Hinterfläche fortschreitet, und hier im Punkte **B** eine neue partielle Zurückwerfung nach **BA** erfährt. Da beim senkrechten Einfallen des Lichtes die Zurückwerfung nur schwach erfolgt, so sind die Intensitäten der in **A** und **B** reflectirten Strahlen nahe einander gleich. Auch ihre Richtungen sind gleich, aber der Weg, welchen der an der zweiten Fläche **PQ** reflectirte Strahl zurücklegt, ist um 2AB, d. i. um die doppelte Dicke des Plättchens größer, als der Weg, welchen der in **A** reflectirte Strahl gemacht hat, folglich können die beiden in **A** und **B** reflectirten Strahlen nach Beschaffenheit der Dicke des Plättchens Interferenzphänomene erzeugen. Indessen hat Young auf den wichtigen Umstand aufmerksam gemacht, daß bei zwei Lichtwellen, deren eine von einem weniger brechenden in ein mehr brechendes Mittel, die andere hingegen von einem stärker bre-

chenden in ein schwächer brechendes reflectirt wird, selbst wenn die Wege gleich sind, ein Unterschied um eine halbe Wellenlänge eintritt, also eine dieser Wellen nur eine halbe Wellenlänge hinter der anderen zurückbleibt. — Aus diesem Grunde werden sich die an der Vorder- und an der Hinterseite des dünnen Plättchens reflectirten Strahlen nicht dann durch Interferenz aufheben, wenn der Unterschied der Wege ein ungerades Vielfache von $\frac{\lambda}{2}$, und wieder verstärken, wenn dieser Unterschied ein grades Vielfache von $\frac{\lambda}{2}$ ist; sondern es wird gerade das Gegentheil erfolgen. Ist der Unterschied der Wege von beiden reflectirten Strahlen, nämlich

$$2AB = 0,\ \frac{2\lambda}{2},\ \frac{4\lambda}{2},\ \frac{6\lambda}{2}\ldots\ldots;\ \text{oder}$$

$$AB = 0,\ \frac{2\lambda}{4},\ \frac{4\lambda}{4},\ \frac{6\lambda}{4}\ldots\ldots$$

d. h. nehmen die Dicken der Schichten zu, wie die geraden Zahlen, so erfolgt eine Aufhebung der Wellen und die diesen Dicken entsprechenden Stellen erscheinen dunkel.

Hat aber 2AB einen der Werthe $\frac{\lambda}{2},\ \frac{3\lambda}{2},\ \frac{5\lambda}{2}\ldots,$

oder ist $AB = \frac{\lambda}{4},\ \frac{3\lambda}{4},\ \frac{5\lambda}{4}\ldots,$

d. h. wo die Dicken der Schichten wie die ungeraden Zahlen wachsen, tritt eine Verstärkung des Lichtes, mithin eine lebhafte Färbung hervor. Man sieht, daß $c = \frac{\lambda}{4}$, und $\lambda = 4c$ ist, folglich geben die vierfachen in der letzten Tabelle angeführten Werthe von c die Wellenlängen für die verschiedenen prismatischen Farben. Sie stimmen mit den auf anderen Wegen gefundenen genau überein.

Die Ringe im durchgelassenen Lichte lassen sich ebenfalls aus der Interferenz der Strahlen erklären, und zwar für den Fall, wo das Auge die in senkrechter Richtung durchgehenden

Strahlen erhält, auf folgende Weise: Kommt der senkrechte Strahl in B an, so wird er theils durchgelassen, theils nach A zurückgeworfen; aber bei dem Übergange aus der Luft ins Glas im Punkte A findet eine neue theilweise Reflexion Statt; der dabei nach B reflectirte Antheil tritt hier heraus, nnd interferirt mit dem, der in B ohne Zurückwerfung durchgelassen worden war. Offenbar ist der Unterschied der Wege der interferirenden Strahlen gleich 2AB. Ist nun

$$2AB = \frac{\lambda}{2},\ \frac{3\lambda}{2},\ \frac{5\lambda}{2},\ \text{oder}$$

$$AB = \frac{\lambda}{4},\ \frac{3\lambda}{4},\ \frac{5\lambda}{4} \ldots\ldots,$$

so werden sich die Strahlen aufheben, d. h. an den Stellen, deren Dicken sich wie die ungeraden Zahlen zu einander verhalten, wird Dunkelheit eintreten. Hingegen werden alle Stellen, wo

$$2AB = 0,\ \frac{2\lambda}{2},\ \frac{4\lambda}{2} \ldots\ldots;\ \text{oder}$$

$$AB = 0,\ \frac{2\lambda}{4},\ \frac{4\lambda}{4} \ldots\ldots$$

wegen der hier Statt habenden Verstärkung des Lichtes glänzend erscheinen.

Da die Intensität des Strahls, der erst nach einer zweimaligen Reflexion an der Hinterfläche durchgeht, viel kleiner ist, als die des geradezu durchgehenden Strahls, so kann die Aufhebung nicht so vollständig erfolgen, und daher die Dunkelheit nicht so groß werden, als im reflectirten Lichte. Aus demselben Grunde wird auch die Lebhaftigkeit der Ringe im durchgelassenen Lichte kleiner seyn, als im reflectirten.

Die beim schiefen Einfallen des Lichtes entstehenden Ringe erklärt die Undulationstheorie vollkommen aus der Interferenz der Strahlen, und nur die für große Einfallswinkel sich ergebenden Resultate stimmen mit den Beobachtungen nicht überein, wovon nach Fresnel der Grund darin liegen mag, daß das Brechungsgesetz, welches in den Calcul aufgenommen wird, bei sehr großen Einfallswinkeln und bei sehr dünnen Schichten einige bis jetzt noch unbekannte Modificationen erleidet. — Wir wollen uns hier auf die bloße Angabe der Strah-

len, deren Interferenz die Ringe veranlaßt, beschränken. Der schief auffallende Strahl S'A (Fig. 169. b.) wird in A zum Theil nach AO reflectirt, zum Theil nach D gebrochen. Dasselbe findet Statt bei einem anderen von derselben Lichtquelle kommenden Strahl S'C, sein gebrochener Theil EC erfährt in E eine Reflexion nach A, wo er nach AO gebrochen wird. Demnach pflanzen sich in der Richtung AO zwei Strahlen fort, wovon einer den Weg S'A+AO, der andere den Weg S'C+CE+AE+AO zurückgelegt hat. Aus der Interferenz dieser Strahlen, deren Resultat von der Differenz ihrer Wege mit Berücksichtigung der Geschwindigkeit des Lichtes im Plättchen abhängt, lassen sich die Ringe im reflectirten Lichte erklären.

Auf ähnliche Weise entstehen die Farben im durchgelassenen Lichte. Der Theil EA erleidet in A eine partielle Reflexion nach AD; der nach D reflectirte Strahl erhält beim Austritte die Richtung DF, in welcher auch der geradezu durchgehende Strahl S'A fortschreitet. Aus der Interferenz dieser zwei Strahlen, ergeben sich die Farbenringe im durchgelassenen Lichte.

Schon Newton machte die Bemerkung, daß die natürlichen Farben der Körper auf ähnliche Weise, wie die der dünnen Körper entstehen. In der That können die Körper, da sie aus getrennten Theilchen bestehen, als aus dünnen Blättchen zusammengesetzt gedacht werden, die an ihrer Vorderseite und Hinterseite das Licht zurückwerfen, und so durch Interferenz die der Dicke der Plättchen, und ihrem Brechungsvermögen angemessene eigenthümliche Farbe des Körpers erzeugen.

Brewster beschreibt eine Farbenerscheinung, die man erhält wenn man die Öffnung im Fensterladen einer dunklen Kammer durch zwei Glasplatten betrachtet, die gleich dick, und von parallelen Ebenen begränzt sind, und wovon die eine senkrecht auf dem einfallenden Strahle steht, während die andere, von der ersten um 0.1 Zoll abstehende, gegen ihn geneigt ist. Man sieht außer dem directen Bilde der Öffnung noch eine Reihe von Seitenbildern, die durch theilweise Reflexionen zwischen den beiden Gläsern entstehen. Das directe Bild erscheint farblos, allein das reflectirte ist von 15 oder 16 parallelen Farbenstreifen durchkreuzt. Herschel erklärt diese Erscheinung nach den Gesetzen der Interferenz.

§. 105.

Von den Farben dicker Platten.

Nach Newton können Farbenringe unter gewissen Umständen durch dicke Platten von undurchsichtigen Mitteln her-

vorgebracht werden. Läßt man nämlich einen Sonnenstrahl durch eine runde Öffnung von $\frac{1}{5}$ Zoll Durchmesser in ein dunkles Zimmer eintreten, und auf einen concav-converen, an der Hinterseite belegten, 1 Zoll dicken Glasspiegel auffallen, dessen beide Oberflächen zu Kugeln von 6 Fuß Halbmesser gehören, stellt hierauf in den Mittelpunkt der Kugelflächen ein Stück weißes Papier, das mit einer Öffnung versehen ist, um dem Strahl vor und nach der Reflexion den Durchgang möglich zu machen, so erblickt man die Öffnung auf dem Papiere von 4 oder 5 Farbenringen umgeben, welche wohl größer, aber viel matter sind, als die am Farbenglase beobachteten. Die Lebhaftigkeit dieser Ringe ist dann am größten, wenn der Abstand des Papiers vom Spiegel genau dem Krümmungshalbmesser des Spiegels gleich ist; ist dieser Abstand viel größer oder viel kleiner, so werden die Ringe schwächer oder verschwinden gänzlich. Die Farben befolgen dieselbe Ordnung, wie am Newton'schen Farbenglase im durchgelassenen Lichte. Ist das auffallende Licht homogen, so bilden die Quadrate der Durchmesser der farbigen Ringe die Reihe 0, 2, 4, 6......, und die der dunklen, die Reihe 1, 3, 5, 7......

Die Durchmesser der Ringe von derselben Ordnung nehmen (beim Gebrauche des nähmlichen Spiegels und bei unverändertem Abstande desselben vom Papier) mit der Brechbarkeit des einfallenden Lichtes auf die Art ab, wie bei dünnen Plättchen. Bei Spiegeln von verschiedener Dicke, aber von demselben Krümmungshalbmesser verhalten sich die Durchmesser der Ringe von derselben Farbe und Ordnung, so wie die Quadrat-Wurzeln der Dicke.

Bringt man durch Neigung des Spiegels den Vereinigungspunkt der reflectirten Strahlen in einen kleinen Abstand von der Öffnung, oder ändert man die Krümmungen der Oberflächen des Spiegels, so wird die Erscheinung verwickelter.

Diese Farbenerscheinungen erklärte Newton sehr glücklich aus den Anwandlungen der geringen Lichtmenge, die unregelmäßig an der ersten Oberfläche des Spiegels zerstreut wird, und sie sichtbar macht. Herschel erklärt sie vollständig nach den Gesetzen der Interferenz, aus der Undulationstheorie auf folgende Weise:

Es sey SA (Fig. 170. a) ein homogener Lichtstrahl, der senkrecht auf eine von parallelen Ebenen begränzte Platte auffällt; der größte Theil desselben geht durch A hindurch, und

wird in B regelmäßig zurückgeworfen; aber ein Theil des Strahls erleidet eine unregelmäßige Zerstreuung in A, weshalb der Strahl AB von einem schwachen Strahlenkegel umgeben ist, dessen Strahlen, für welche A als ihr gemeinschaftlicher Ursprung angesehen werden kann, an der Hinterfläche dergestalt reflectirt werden, als kämen sie vom Punkte a, dessen Abstand aB = AB ist; allein wegen der Brechung beim Übergange aus der Platte in die Luft treten diese Strahlen so heraus, als wäre der Punkt b ihre gemeinschaftliche Quelle. Gelangt der reflectirte Strahl an den Punkt A, so wird auch jetzt ein Theil in einen Kegel zerstreut, dessen Axe AS ist, und dessen Strahlen AM, AN... sich in A in derselben Phase befinden, als der Strahl AS, der daselbst die Phase hat, als wenn er von b herkäme. Demnach wird ein Punkt M außerhalb AS von zwei Strahlen getroffen, deren einer den Weg bM, der andere hingegen der Weg bA + AM zurückgelegt hat. Der Wegesunterschied wird mit zunehmender Entfernung von S wachsen, und so die Punkte, wo sich die Strahlen zerstören, mit jenen wo sie sich verstärken, abwechseln; da dieses für alle Strahlen, die gegen AS gleiche Neigung haben, auf gleiche Weise Statt findet, so werden auf einer in S aufgestellten weißen Tafel abwechselnd helle und dunkle Ringe um den hellen Mittelpunkt S entstehen. Indessen könnte das von einen einzigen Punkte A zerstreute Licht noch keine sichtbaren Ringe erzeugen; sind aber die Oberflächen concentrische Kugeln, die S (Fig. 170. b.) zum gemeinschaftlichen Mittelpunkte haben, so werden alle auf die Oberflächen fallenden Strahlen SA, SA', auf den Tafeln SM, SM', die auf diesen Strahlen senkrecht stehen, Systeme von Ringen um den Mittelpunkt S hervorbringen. Ist der Bogen AA' klein, so werden die auf die Strahlen SA, SA' senkrechten Tafeln nahe zusammenfallen, und darum auf der einzigen Tafel, die man ihnen substituiren kann, die Ringe die jeder Punkt der Oberfläche erzeugt, ziemlich genau übereinander zu liegen kommen; dadurch wird ihre Intensität gesteigert, und sie können sichtbar werden. Hat die Öffnung S eine merkliche Größe, so wird jedem ihrer Punkte ein System von Ringen entsprechen; diese Ringsysteme werden sich zum Theil decken, und daher die Farben nicht in ihrer ganzen Reinheit herrortreten. Die Rechnung gibt genau alle beobachteten Einzelnheiten dieser Erscheinung. (Herschel vom Lichte S. 363; besser in Fechners Repertorium S. 125.)

Die doppelte Brechung des Lichtes.

§. 106.

Im Jahre 1669 entdeckte Bartholin am rhomboedalen kohlensauren Kalk, isländischer Spath oder isländischer Krystall genannt, die Eigenschaft, vermög welcher jeder eintretende Lichtstrahl in zwey besondere von einander getrennte Strahlen getheilt wird, deren jeder ein prismatisches Farbenbild zu erzeugen geeignet ist. Wegen dieser Eigenschaft wird dieser Krystall schlechthin Doppelspath genannt.

Dieser Krystall hat gewöhnlich die Gestalt von schiefen Parallelepipeden, läßt sich leicht in Blättchen, die den Seitenflächen parallel liegen, zerlegen, und kann daher durch Spaltung auf die Gestalt eines regelmäßigen Rhomboeders gebracht werden, der seine Kerngestalt ist. Auch die Ergänzungstheilchen des Krystalls sind Rhomboeder, deren Seiten mit der Lage der Seiten des großen Krystalls übereinstimmend sind. Unter den acht körperlichen Winkeln (oder Ecken) des großen Krystalls und seiner Elementarkrystalle sind zwei, deren jeder von drey gleichen, stumpfen, ebenen Winkeln eingeschlossen ist, die sechs übrigen bestehen aus zwei spitzigen, und einem stumpfen ebenen Winkel. Wir wollen die ersteren Ecke die stumpfen, die letzteren die spitzigen nennen.

Die Linie, welche die stumpfen Ecke verbindet, heißt die Axe des Krystalls. Sie hat gegen alle Seitenflächen, und gegen die 3 Kanten der stumpfen Ecke eine gleiche Neigung (von 45°, 23′, 25″).

Alle Axen der Ergänzungstheilchen sind genau parallel gegen einander, und auch parallel zu der Axe des großen Krystalls. Die durch die Axe und durch eine Kante der stumpfen Ecke gelegte Ebene heißt der Hauptschnitt des Krystalls; dieser steht auf der Seitenfläche, die er schneidet, senkrecht, und halbirt daselbst den stumpfen Winkel.

Sind die Seitenflächen des Krystalls nicht gleichseitig, so ist unter der Axe immer die im gleichseitigen Krystalle gezogene, und zu den Axen der Elementartheilchen parallele Linie zu verstehen. In diesem Falle wird die Axe nicht mehr beide stumpfe Ecke verbinden. Dasselbe gilt vom Hauptschnitte.

Von der doppelten Brechung des Doppelspathes überzeugt man sich, wenn man eine seiner Seitenflächen mit Papier bedeckt, worin eine kleine Öffnung ist, auf die in einem dunkeln Zimmer ein Lichtstrahl geleitet wird; man bemerkt, daß sich der Strahl im Krystall in zwei gleich intensive Bündel theilt, und auch in zwei Bündeln heraustritt. Noch besser sieht man diese Erscheinung mit einem dreiseitigen Prisma von Doppelspath, welches zugleich ein zweifaches Farbenbild sehen läßt.

Die Gesetze der doppelten Brechung bei einem Doppelspathe hatte Huyghens mit einer so ausgezeichneten Genauigkeit bestimmt, daß selbst Wollaston, Malus, Biot und Fresnel, die diesen Theil der Optik mit einer Reihe der erfolgreichsten Entdeckungen bereicherten, mit allen Hilfsmitteln, womit sie durch die Fortschritte der Wissenschaft ausgerüstet wurden, nur Kleinigkeiten zu berichtigen fanden.

Diese Gesetze sind:

1. Ein senkrecht auffallender Strahl theilt sich im Krystall in zwei Bündel, wovon das eine den gewöhnlichen Brechungsgesetzen gemäß ungebrochen durchgeht, das andere aber eine ungewöhnliche Brechung erleidet, indem es um 6° 12′ 38″ gegen den spitzen Winkel des Rhomboeders abgelenkt wird; aber beide bleiben in einer zum Hauptschnitte parallelen Ebene.
2. Beim schiefen Einfallen des Lichtstrahls haben wir zu unterscheiden, ob die Einfallsebene mit dem Hauptschnitte parallel ist, oder nicht. In beiden Fällen erfolgt eine Spaltung des Strahles in zwei Strahlenbündel, wovon das eine den gewöhnlichen Brechungsgesetzen folgt, das andere nach andern Gesetzen sich richtet, und so eine ungewöhnliche Brechung erleidet. Im ersten Falle bleiben beide Bündel in der Einfallsebene, doch ändert sich der Brechungsexponent des ungewöhnlich gebrochenen oder außerordentlichen Bündels mit dem Einfallswinkel; im zweiten ist nicht nur der Brechungsexponent des ungewöhnlich gebrochenen Bündels veränderlich, sondern dieses tritt auch aus der Einfallsebene heraus, und entfernt sich vom Hauptschnitte desto mehr, je mehr der Winkel, den die Einfallsebene mit dem Hauptschnitte einschließt, an Größe zunimmt; hat dieser Winkel 90° erreicht, so hat diese Ablenkung des ungewöhnlich gebrochenen Strahles von der Einfallsebene den größten Werth erlangt.

3. Läßt man den Krystall so schneiden, daß er zwei Ebenen erhält, die auf seiner Axe senkrecht stehen, so beobachtet man, daß ein auf die neuen Oberflächen senkrecht auffallender, somit zur Axe paralleler Strahl sich niemals in zwei Theile spaltet, sondern ungebrochen durchgeht; doch tritt sogleich die doppelte Brechung ein, wenn der Strahl in schiefer Richtung auffält; dabei bleibt der ungewöhnlich gebrochene Strahl in der Einfallsebene, aber er entfernt sich von der Axe mehr als der gewöhnliche, und dieß desto stärker, je größer der Einfallswinkel wird. Bei einerley Einfallswinkeln ist die Abweichung rings um die Axe dieselbe.

4. Gibt man dem Doppelspath zwei Ebenen, wovon die eine schief, die andere senkrecht auf der Axe steht, und läßt den Lichtstrahl auf die gegen die Axe geneigte Fläche in einer Richtung fallen, daß er nach der Brechung mit der Axe parallel wird; so geht er auch jetzt durch den Krystall ungetheilt durch, und tritt wieder ohne gebrochen zu werden heraus. Fällt der Strahl auf die gegen die Axe senkrechte Ebene senkrecht auf, so geht er ungebrochen und ungetheilt durch den Krystall hindurch, und wird bei seinem Austritte nach den Gesetzen der einfachen Brechung gebrochen.

5. Hat man dem Krystall zwei zur Axe parallele Ebenen gegeben, und läßt anf eine dieser Ebenen einen Lichtstrahl so auffallen, daß die Einfallsebene auf der Axe senkrecht steht; so bleibt sowohl der gewöhnlich gebrochene, als der ungewöhnlich gebrochene Strahl in der Einfallsebene, auch haben in diesem Falle beide Lichtbündel ein bei allen Einfallswinkeln gleich bleibendes Brechungsverhältniß. Dieses Verhältniß ist für den gewöhnlich gebrochenen Strahl 1.6543, und für den ungewöhnlich gebrochenen 1.4833. Ersterer liegt dem Einfallslothe näher als der letztere. Fällt bei einem parallel zur Axe zugeschnittenen Krystall der Lichtstrahl so ein, daß die Einfallsebene durch die Axe, oder zu ihr parallel geht; so sind abermals beide Bündel in der Einfallsebene, aber das ungewöhnlich gebrochene, welches in allen Fällen der doppelten Brechung im Doppelspath von der Axe des Krystalls gleichsam abgestoßen erscheint, wird jetzt dem Einfallslothe näher liegen, als das auf die gewöhnliche Art gebrochene. Für das letztere Bündel findet dasselbe Brechungsverhältniß

Statt, wie im vorigen Falle, aber für das ungewöhnliche gilt ein anderes Gesetz.

§. 107.

Der isländische Spath ist nicht die einzige Substanz, die das Licht doppelt bricht. Die Erfahrungen der neuesten Zeit lehren, daß nur die tropfbaren und die ausdehnsamen Flüssigkeiten die Eigenschaft der doppelten Brechung niemals, oder nur in einem äußerst schwachen Grade besitzen, daß sie aber den festen durchsichtigen Körpern immer ertheilt werden kann. Letztere theilen sich in solche, welche mit dieser Eigenschaft schon von Natur begabt sind, und sie auch unveränderlich beibehalten, als: alle krystallisirenden Körper, deren Kerngestalt nicht ein Würfel, ein regelmäßiger Octaeder, oder Rhomboedal-Dodecaeder ist; dann in solche, welche die Eigenschaft erst erhalten, wenn man sie ungleichförmig zusammenpreßt, oder ausdehnt, entweder durch mechanische Gewalt, oder durch eine ungleiche Wirkung der Wärme. — Bei jedem Krystall, der das Licht doppelt bricht, gibt es entweder eine oder zwei Linien, längs deren Richtungen keine doppelte Brechung Statt findet. Man nennt diese Linien Axen der doppelten Brechung, oder auch optische Axen. Da man bis jetzt keine Krystalle gefunden hat, bei denen mehr als zwei Axen vorkämen, so theilt man die doppelt brechenden Krystalle nur in zwei Klassen ein, in solche die eine, und in solche die zwei optische Axen besitzen.

Man darf nicht vergessen, was bereits beim Doppelspathe bemerkt wurde, daß in den kleinsten Krystallen, welche die integrirenden Theilchen des Ganzen (Ergänzungstheilchen) bilden, optische Axen vorhanden sind, deren Richtungen sämmtlich zu einander parallel sind. Die Axe des ganzen Krystalls ist eigentlich nur eine Linie von einer bestimmten Richtung, welche zur Axe der Ergänzungstheilchen parallel läuft. Fällt die optische Axe eines Ergänzungstheilchens mit einer Krystallaxe, die dem Körper als Ganzen zukommt, zusammen, so kann ihre Lage aus der Krystallgestalt erkannt werden, und man nimmt dann die Krystallaxe als die optische Axe des Krystalls an.

Krystalle mit einer Axe der doppelten Brechung.

Alle Krystalle, an deren Gestalt es nur eine einzige Linie gibt, um welche die Flächen symmetrisch geordnet sind, also die nach Mohs in das rhomboedale oder pyramidale System gehören, haben nur eine optische Axe, welche für Strahlen von jeder Brechbarkeit dieselbe ist.

Brewster zeigte, daß bei allen Krystallen dieser Klasse die optische Axe mit einer Hauptaxe der Krystallgestalt zusammenfällt, oder mit ihr parallel ist. Eine Ebene die senkrecht auf eine Seitenfläche und durch die Axe gelegt wird, nennt man bei den Krystallen mit einer Brechungsaxe den Hauptschnitt. Die Gesetze der doppelten Brechung bei dieser Klasse von Krystallen sind im Allgemeinen dieselben, wie beim Doppelspath, nur die numerischen Werthe für die Brechungsexponenten sind bei verschiedenen Krystallen verschieden. Vergleicht man die Brechungsexponenten für das gewöhnliche Lichtbündel mit denen für das ungewöhnliche, so ergibt sich das merkwürdige Resultat, daß bei einigen Krystallen der Brechungsexponent des ungewöhnlichen Strahles kleiner, bei anderen größer ist, als der des gewöhnlichen. Erstere heißen negative, letztere positive, jene nennt Biot abstoßende, diese aber anziehende Krystalle, weil es den Anschein hat, als wenn der ungewöhnlich gebrochene Strahl von der Axe der negativen Krystalle abgestoßen, und von jener der positiven angezogen würde.

Zu den negativen Krystallen gehören z. B. der Doppelspath, Turmalin, Saphir, Rubin, Smaragd, Beryl; zu den positiven: der Bergkrystall, Eisenoxyd, Boracit, Eis, und viele andere.

Aus Rudbergs Untersuchungen über die doppelte Brechung in Kalkspath und Bergkrystall bei höheren Temperaturen geht hervor, daß das Verhältniß der Brechungsexponenten für die beiden durch doppelte Brechung entstandenen Strahlen sich mit der Temperatur ändert, und kleiner wird, wenn diese wächst. (Pogg. Ann. XXVI. 291.)

Krystalle mit zwei Axen der doppelten Brechung.

Hieher gehören alle doppelt brechenden Krystalle, deren

Krystallgestalt sich nicht von einem Rhomboeder oder von einer vierseitigen Pyramide ableiten läßt, und bei der mehr als eine Linie unterschieden wird, in Bezug auf welche die Flächen symmetrisch vertheilt erscheinen. Solche sind: Arragonit, Topas, Glimmer, Salpeter, Gyps, Zucker, Feldspath. Die beiden Axen sind für verschiedenfarbige Strahlen verschieden gegen einander geneigt, auch liegt jedes einem Farbenstrahl gehörige Axenpaar in einer anderen Ebene; allein sowohl die Neigung als auch die Lage der Ebenen eines Axenpaars, ändert sich mit der Temperatur, und es kann geschehen, daß die Neigung der Axen bei einer bestimmten Temperatur Null wird, und so der zweiaxige Krystall in die Reihe der einaxigen übergeht. — Bei dieser Klasse der Krystalle läßt sich die Lage der optischen Axen aus der Lage der Krystallaxen durchaus nicht erkennen, meistens aber halbirt eine Hauptaxe des Krystalls den Winkel, den die zwei optischen Axen einschließen.

Die Brechungsgesetze sind bei diesen Krystallen viel complicirter als bei den einaxigen. Die Theorie führte Fresnel zu der (auch durch Erfahrung bestättigten) Entdeckung, daß bei zweiaxigen Krystallen keines der beiden Bündel, in die sich der einfallende Lichtstrahl theilt, den gewöhnlichen Brechungsgesetzen gemäß gebrochen wird, sondern ein jedes befolgt eigene Gesetze, die sowohl von denen der einfachen Brechung, als auch von den für die doppelte Brechung in einaxigen Krystallen aufgestellten abweichen. Indessen gibt es doch gewisse Ebenen, in welchen eines der zwei Bündel die gewöhnliche Brechung erleidet. Diese Ebenen sind:

1. Die Einfallsebene, die senkrecht steht auf der Linie Ax, (Fig. 171.) welche den Winkel, den die beiden optischen Axen AB und AC einschließen, in zwei gleiche Theile theilt. Wir wollen diese Ebene mit E, das Bündel, welches in diesem Falle die gewöhnlichen Brechungsgesetze befolgt, mit a und das auf die ungewöhnliche Weise gebrochene mit b bezeichnen.
2. Die Einfallsebene, welche durch Ax geht, und auf der Ebene der zwei Axen senkrecht steht, und die wir E' nennen wollen; jedoch erleidet in diesem Falle der Strahl b die gewöhnliche, und a die ungewöhnliche Brechung.
3. Die Einfallsebene, die mit der Ebene der zwei Axen zusammenfällt; hier wird abermals a auf die gewöhnliche und b auf die ungewöhnliche Weise gebrochen.

Es versteht sich von selbst, daß die Ebenen, die den eben genannten parallel sind, dieselben Eigenschaften besitzen, da es eigentlich die Axen der Ergänzungstheilchen sind, die hier unter den optischen Axen verstanden werden.

Neuestens ist Hamilton, bei der Anwendung der Undulationstheorie auf die Gesetze der doppelten Brechung, zu der merkwürdigen Folgerung gekommen, daß es bei der Brechung in zweiaxigen Krystallen zwei Fälle gebe, wo ein einzelner, einfallender Strahl sich in eine unendliche Anzahl von Strahlen theilen, und so einen Kegel bilden müsse. Er nennt diese Brechung die konische. Ein Fall derselben findet innerhalb des Krystalls Statt, wenn der von außen einfallende Strahl eine Richtung hat, wobei der gebrochene Strahl mit einer optischen Axe zusammenfällt; die Strahlen, die den Kegel bilden, werden beim Austritte parallel mit dem einfallenden Strahl gebrochen, und nehmen die Gestalt eines sehr dünnen Strahlencylinders an, dessen Grundfläche gleich ist der Grundfläche des Strahlenkegels an der Austrittsfläche. Der zweite Fall der konischen Brechung ergibt sich, wenn der Strahl im Inneren des Krystalls in einer bestimmten, von der Lage der Brechungsaxen und der doppelt brechenden Kraft abhängigen Richtung fortgeht, in diesem Falle löset sich der Strahl erst bei seinem Austritte in die Luft in einen Strahlenkegel auf. Diese aus der Theorie sich ergebenden Resultate sind durch Versuche, die Humphry Lloyd mit viel Umsicht und Sorgfalt angestellt hat, mit den wirklichen Erfahrungen übereinstimmend gefunden worden, und diese Übereinstimmung liefert einen neuen wichtigen Beweis für die Richtigkeit der Undulationstheorie (Pogg. Ann. XXVIII. 91).

Da die Brechung eines Lichtstrahls nur eine Folge der beim Wechsel des Mittels Statt findenden Änderung seiner Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist, so lassen sich aus den angeführten Gesetzen folgende Schlüsse ziehen:

1. Daß in Krystallen mit einer Brechungsaxe die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des gewöhnlichen Strahls, er mag in was immer für einer Richtung durchgehen, sich immer gleich bleibt, während die des ungewöhnlichen bei verschiedenen Richtungen gegen die Axe verschieden ist.

2. In den zweiaxigen Krystallen ändern sich die Geschwindigkeiten beider Strahlenbündel, sobald in der Fortpflanzungs

richtung eine Änderung eintritt. Nur in den vorhin erwähnten Ebenen behält die Geschwindigkeit eines Strahls bei jedem Einfallswinkel einen beständigen Werth.

Fresnel hat die allgemeinen Gesetze der doppelten Brechung in Krystallen in folgenden Ausdrücken dargestellt:

$$v^2 = D^2 + (D_1{}^2 - D^2)\,\sin.^2\left(\frac{A_1 - A}{2}\right)$$

$$v_1{}^2 = D^2 + (D_1{}^2 - D^2)\,\sin.^2\left(\frac{A_1 + A}{2}\right)$$

wenn v die Geschwindigkeit des gewöhnlichen, v_1 die des ungewöhnlichen Strah's ist; A und A_1 sind die Winkel, welche der gebrochene Strahl mit den beiden optischen Axen bildet; D ist die gewöhnliche Geschwindigkeit in den einaxigen, und die constante in der Ebene E' bei den zweiaxigen Krystallen; D' ist die ungewöhnliche Geschwindigkeit bei den einaxigen, und die constante Geschwindigkeit in der Ebene E bei den zweiaxigen.

Um diese Ausdrücke besser zu verstehen, wollen wir einige Fälle erörtern:

Bei Krystallen mit einer Brechungsaxe ist

$A = A_1$, weßwegen $v = D$ und $v_1{}^2 = D^2 + (D_1{}^2 - D^2)\,\sin.^2 A$,

die erste Gleichung lehrt, daß die Geschwindigkeit des gewöhnlichen Strahls für alle Richtungen constant und gleich D ist; die zweite Gleichung macht ersichtlich, daß die ungewöhnliche Geschwindigkeit, v_1 von dem Winkel A abhängt, den der ungewöhnliche Strahl mit der Axe bildet.

Ist der einfallende Strahl in einer auf der Axe senkrechten Ebene, so bleibt auch der ungewöhnlich gebrochene Strahl in der Einfallsebene, und bildet mit der Axe, (die dann auf jeder durch sie in der Einfallsebene gezogenen Linie senkrecht steht,) einen rechten Winkel, oder es ist

$$A = 90^o, \text{ folglich } v_1 = D_1$$

d. h. in diesem Falle ist die Geschwindigkeit des ungewöhnlich gebrochenen Strahls, und mithin auch das Brechungsverhältniß für jeden Einfallswinkel constant.

Ist der Strahl parallel mit der Axe, so ist

$$A = 0, \text{ folglich } v_1 = D,$$

d. i. die ungewöhnliche Geschwindigkeit ist gleich der gewöhnlichen, mithin findet keine Spaltung des einfallenden Lichtstrahls Statt.

Stellt 1 die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen im leeren Raume vor, so ist $\frac{1}{D_1}$ der Brechungsexponent des ungewöhnlichen Strahls in der auf der Axe senkrecht stehenden Ebene, und $\frac{1}{D}$ jener des gewöhnlichen Strahls für jede Einfallsebene. In negativen

Krystallen ist $\frac{1}{D_1} < \frac{1}{D}$ oder $D_1 > D$, in positiven hingegen ist: $\frac{1}{D_1} > \frac{1}{D}$ und somit $D_1 < D$.

Im ersten Falle ist $D_1^2 - D^2$ positiv, und v_1 erhält für
$A = 90^\circ$ den größten, und für
$A = 0^\circ$ den kleinsten Werth.

Im zweiten Falle ist $D_1^2 - D^2$ negativ, weßwegen v_1 ein Kleinstes wird, wenn $A = 90^\circ$, und ein Größtes wenn $A = 0$ ist.

Wenn in Krystallen mit zwey Axen der Strahl in der Ebene E′ sich befindet, so schließt er mit beiden Axen gleiche Winkel ein, also ist $A = A_1$, und $v = D$.

Befindet sich der Strahl in der Ebene E, so ist:

$$A + A_1 = 90^\circ, \text{ folglich } v_1 = D_1$$

Ist $D_1 > D$, so hat v dann den kleinsten Werth, wenn $A = A_1$, und somit $v = D$ ist; hingegen den größten, wo $A_1 - A$ am größten wird, was offenbar in der Ebene der Axen Statt findet.

Ist $D > D_1$, so ist v im ersten Falle ein Größtes, und im zweiten ein Kleinstes.

Auf ähnliche Weise findet man die Fälle, in welchen die ungewöhnliche Geschwindigkeit den größten und den kleinsten Werth erlangt.

Ferner erhält man auch:

$$v_1^2 - v^2 = (D_1^2 - D^2) \sin. A_1 \sin. A.$$

d.h. für jedes Paar Strahlen, welche beim innern Durchgange eine und dieselbe Richtung verfolgen, ist der Unterschied der Quadrate der Geschwindigkeiten proportional dem Producte aus den Sinussen der Winkel, welche von den Strahlen mit jeder der beiden Axen gebildet werden; ein Gesetz das Brewster und Biot gefunden haben, bevor Fresnel jene allgemeinen Formeln für die doppelte Brechung in Krystallen aufgestellt hat.

Doppelte Brechung durch Druck.

Fresnel stellte vier rechtwinkelige ganz gleiche Glasprismen A, B, C, D, (Fig. 170.) mit den Hypothenusen auf eine horizontale Ebene neben einander. Nachdem sie an einander befestigt worden waren, wendete er einen Druck in der Richtung ihrer Axe an, und während er sie in diesem gepreßten Zustande erhielt, fügte er drey andere rechtwinkelige Prismen E, F, G, und zwei H, K mit Winkeln von 45° an, um so ein vollständiges Parallelopiped zu erhalten. Die Prismen waren durch Mastix verbunden, um die partielle Reflexionen zu vermeiden. Sah man nun in der Richtung SS′ nach einem Lichtpunkte, der in der Entfernung eines Meters

stand, so erblickte man zwei um $1\frac{1}{2}$ Millimeter von einander entfernte Bilder.

In diesem Falle liegt die Ursache der doppelten Brechung in der Verschiedenheit der Elasticität des Äthers in den comprimirten und in den nicht comprimirten Prismen; dieß berechtigt uns zu dem Schluße, daß auch in Krystallen der Erscheinung der doppelten Brechung eine Ungleichheit der Elasticität des Äthers in den verschiedenen Richtungen des Krystalls zu Grunde liege. Die Ungleichheit kann eine Folge von der Gestalt der Molecüls, von ihrer gegenseitigen Entfernung und und Anordnung seyn.

* * *

Schleift man von einem doppelt brechenden Körper ein dreyseitiges Prisma, und leitet durch dasselbe einen Lichtstrahl, so erhält man zwei Spectra, in denen auch die dunkeln Linien beobachtet werden können. Mittelst dieser dunkeln Linien kann man auch hier den Brechungsexponenten für verschiedenfarbige Strahlen, und damit die Größe der Farbenzerstreuung in beyden Bildern ausmitteln. Die Versuche lehren, daß die Farbenzerstreuung nicht für beide Strahlenbündel gleich groß ist, und daß das Verhältniß der Zerstreuung derselben Farbengattung in den beiden Farbenbildern bei verschiedenen Krystallen verschieden ist. (Pogg. Ann. XIV. 45.)

§. 108.

Erklärung einiger Erscheinungen der doppelten Brechung.

1) Bringt man das Auge nahe an eine Seitenfläche des Doppelspaths, und sieht nach einem unter der gegenüber liegenden Fläche befindlichen Punkte S (Fig. 172.), so erblickt man zwei Bilder von ihm, die desto weiter von einander abstehen, je beträchtlicher die Dicke des Krystalls ist. Denn es sey, der Einfachheit wegen, der Punkt S in der Ebene des Hauptschnittes ABCD, und SF ein Strahlenbündel, dessen gewöhnlicher Theil FG nach seinem Austritte aus dem Krystalle in der Richtung GO ins Auge O gelangt, so wird dessen ungewöhnlicher Theil FH, der nach dem Austritte in K eine mit SF und daher auch mit GO parallele Richtung erhält, beim

Auge vorbeigehen. Allein von einem Strahlenbündel SE kann kein ungewöhnlich gebrochener Antheil EH in der Richtung HO ins Auge kommen, während der andere Theil EJ seitwärts vorbeifährt. Das Auge nimmt also zwei Bilder wahr, das eine in der Richtung GO, das andere in der Richtung HO; und zwar erscheint, wegen der Durchkreuzung der Strahlen im Innern des Krystalls, das Bild, welches dem weiter von der Kante D abstehenden Strahle SE entspricht, näher an dieser Kante; weßhalb es geschieht, daß, wenn man von D in der Richtung DC mit einem Kartenblatte fährt, zuerst das dem Strahle SF entsprechende, und folglich weiter von D entfernte Bild verschwindet.

2) Verzeichnet man eine kleine Linie, und stellt den Doppelspath so auf, daß die Linie in der Ebene des Hauptschnittes, oder mit ihm parallel zu liegen kommmt, so erscheinen beyde Bilder der Linie in der Einfallsebene; sie fallen auch theilweise über einander, sobald die Linie größer ist, als der Abstand der beyden Bilder, deshalb wird man nur eine, aber etwas längere Linie wahrnehmen. — Dreht man hierauf den Krystall um eine auf die betrachtete Linie senkrechte Axe, so wächst die Neigung des Hauptschnittes gegen die Einfallsebne; folglich tritt das ungewöhnliche Bild aus der Einfallsebene heraus, und dreht sich so lange um das gewöhnliche, bis wieder beyde Ebenen zusammenfallen, oder zu einander parallel werden.

3) In dem Falle, wo der durchgehende Strahl die Richtung der Axe hat, findet keine doppelte Brechung Statt, und der leuchtende Punkt, von dem der Strahl kommt, erscheint nur einfach. An der Einfachheit des Bildes beim senkrechten Auffallen eines Strahls erkennt man, daß die Ebene, worauf der Strahl auffällt, auf der Axe senkrecht steht.

4) Fällt ein Strahl SA (F. 172. b.) in der Ebene des Hauptschnittes auf einen Krystall, so wird ein Theil an der Oberfläche reflectirt, der andere tritt ein, und wird in zwei Bündel gespalten, deren jedes beim Austritte aus dem Krystall an der Hinterfläche in b und b′ eine theilweise Reflexion nach bc und b′c′ erfährt. Befindet sich der einfallende Strahl nicht im Hauptschnitte oder in einer zu ihm parallelen Ebene, dann wird jedes Bündel in b und b′ in zwei Strahlen bc, bd und b′c′, b′d′ gespalten, so, als wenn in b und b′ zwei parallele Strahlen sb, und s′b′ eingefallen wären.

5) Rochons Mikrometer, welches zur Bestimmung des Sehwinkels eines entfernten Gegenstandes dient, beruhet auf den Gesetzen der doppelten Brechung. Die Einrichtung des Instruments ist folgende:

Zwei gleiche dreyseitige Prismen ABC und ACD (Fig. 173) aus Bergkrystall (oder aus Doppelspath), deren senkrecht auf die Axe geführter Durchschnitt ein rechtwinkeliges Dreyeck gibt, sind so geschnitten, daß die optische Axe bei dem ersten auf der gegen das Object gekehrten Seitenfläche BC senkrecht, und folglich mit AB parallel wird, bei dem andern aber mit der Kante C, und daher auch mit allen drei Seitenflächen genau parallel läuft. Die so zugerichteten Prismen werden mittelst Mastix in lacrymis mit einander verbunden, wie es die Figur zeigt.

Kommt von einem entfernten Objecte S ein Lichtstrahl senkrecht auf die Seite BC, so geht er ungebrochen und ungetheilt durch, erleidet aber auf der Fläche AC eine Theilung, wobey der gewöhnlich gebrochene Antheil ganz gerade, ohne Änderung seiner Richtung, fortschreitet, und eben so an der Hinterfläche AD in der Verlängerung von SF heraustritt. Der ungewöhnlich gebrochene Strahl wird sich dem Einfallslothe PQ nähern (da der Bergkrystall zu den positiven Krystallen gehört), daher den Weg EG nehmen, und beim Austritte nach GO gebrochen werden. Befindet sich in O das Auge, so sieht es in der Richtung OG das ungewöhnliche Bild von S; allein das Auge erhält auch den in ungeänderter Richtung durchgehenden Antheil eines andern Strahls S′O, und sieht daher ein zweites Bild des Objectes in der Richtung OS′ an dem Orte, wo es auch ohne diese Prismen erschienen wäre. Der Winkel GOS′ = b′, unter welchem der Abstand beider Bilder gesehen wird, und der gleich ist dem Winkel OLx, welchen der gewöhnliche Strahl mit dem ungewöhnlichen einschließt, kann auf folgende Weise berechnet werden:

Ist 1.5484 der Brechungsexponent des Bergkrystalls für den gewöhnlichen, und 1.5582 der (wegen der Brechung in einer auf der Axe senkrechten Ebene) constante Brechungsexponent für den außerordentlichen Strahl, so erhält man für den Brechungsexponenten des ungewöhnlichen Strahls bei dem Übergange aus dem ersten Prisma in das zweite

$$\frac{1.5582}{1.5484} = 1.0063 \ldots$$

Bezeichnet man mit a und b den Einfalls- und den Brechungswinkel an der Fläche AC, und mit a′ und b′ die an der Austrittsfläche AD, so ist:

$$\frac{\sin a}{\sin b} = 1{,}0063, \text{ und } \frac{\sin b'}{\sin a'} = 1{,}5582.$$

Nun ist a = ACB = DAC, oder, wenn ACB = A gesetzt wird, a = A, und a′ = a — b = A — b, folglich erhält man:

$$\frac{\sin A}{\sin b} = 1{,}0063, \text{ und } \frac{\sin b'}{\sin (a - b)} = 1{,}5582,$$

woraus sich leicht der Winkel b′ = LOS′ = FLO berechnen läßt, sobald der brechende Winkel A gegeben ist. Wäre z. B. A = 45°, so ist b = 44° 38′ 30″; A — b = 21′ 30″, und folglich der Winkel-Abstand beider Bilder b′ = 33′ 30″.

Für A = 60° ist b′ = 57′ 40″, also beinahe 1°.

Wird das Doppelprisma aus Bergkrystall zwischen das Objectiv eines Fernrohrs, und das in seinem Brennpunkte befindliche Bild RQ (Fig. 174. a, b, c.) eines entfernten Gegenstandes gebracht, so entstehen zwei Bilder des Gegenstandes, das directe RQ, und das ungewöhnliche R′Q′, die sich während der allmähligen Annäherung des Prisma an den Brennpunkt bis zur Berührung nähern, wenn nur der constante Winkel b′, welchen der gewöhnliche Strahl mit dem ungewöhnlichen einschließt, größer ist, als der Sehwinkel RCQ. Sind die Bilder RQ und und R′Q′ bis zur Berührung gekommen, wie in (Fig. 174. c.) so ist: RQ = RL tang. RLQ, aber auch

RQ = RC tang. RCQ, und setzt man die Brennweite RC = p, den Sehwinkel RCQ = φ, RLQ = b′, und den Abstand des Doppelprisma vom Brennpunkte RL = d, so erhält man aus den zwei Gleichungen

$$\text{tang. } \phi = \frac{d}{p} \text{ tang. } b'.$$

Da der Werth von p bei einem Fernrohre bekannt ist, so hat man nur nöthig, die Werthe von b′ und d auszumitteln. Zur Bestimmung des Werthes von d wird am Rohr, an dem das Doppelprisma beweglich eingerichtet ist, eine Scala angebracht, deren Nullpunkt der Brennpunkt des Objectivs ist, und der leicht gefunden wird, wenn man das Fernrohr gegen

einen sehr kleinen entfernten Gegenstand z. B. die Spitze eines Blitzableiters richtet, und das Prisma so lange vom Objectiv entfernt, bis sich die Bilder genau decken; die Kante A des Prisma ist dann der gesuchte Nullpunkt, von dem der Abstand d gerechnet werden muß. Den Winkel b′ kann man auf die vorhin angezeigte Weise berechnen; aber man gelangt leichter zum Zwecke, wenn man nach einem Gegenstande, dessen Durchmesser und Entfernung bekannt ist, visirt, und die Bilder zur Berührung bringt. In diesem Falle ist der Sehwinkel ϕ bekannt, eben so p und d′, folglich kann auch der Winkel b′ berechnet werden.

Da dieses Instrument zur Bestimmung des Sehwinkels eines entfernten Gegenstandes dient, so kann auch die Scala unmittelbar die Größe desselben anzeigen. Ist z. B. der Winkel $\phi = 20'$, so theilt man den Abstand zwischen 0 und dem Orte, an dem sich die Kante A befindet, wenn die Bilder dieses Gegenstandes von 20′ sich berühren, in 20 gleiche Theile und setzt diese Theilung bis in die Nähe des Objectivs fort.

Aus der bekannten Entfernung des Gegenstandes und dem Sehwinkel ϕ läßt sich die wirkliche Größe, und ist diese und der Werth von ϕ bekannt, die Entfernung finden. Mittelst dieses Instruments bestimmte Arago die scheinbaren Durchmesser der Planeten mit großer Präcision. Man kann sich desselben auch auf dem Meere bedienen, um die Entfernung eines Schiffes zu finden, wenn seine Maste von einer gewissen Größe angenommen werden; zu gleichem Zwecke kann man es auch im Kriege gebrauchen, indem man immer leicht einen Gegenstand findet, dessen Größe bekannt ist.

Von der Polarisation des Lichtes.

§. 109.

Haupterscheinungen der Polarisation.

Wir kommen zu der letzten Abtheilung der Optik, welche Erscheinungen umfaßt, zu deren Entdeckung erst die neueste Zeit geführt hat, und die nicht nur durch ihre Mannigfaltig-

keit und Sonderbarkeit das Interesse mächtig anregen, sondern auch durch ihre Schönheit den Forscher überraschen, und insbesondere geeignet sind, ihn der Erkenntniß der Natur des Lichtes näher zu bringen.

Diese neue Reihe von Erscheinungen schließt sich an folgende merkwürdige Erfahrungen an, auf die schon der berühmte Huyghens die Aufmerksamkeit der Physiker gelenkt hatte.

Wenn man zwei dicke und sehr durchsichtige Doppelspath-Rhomboeder über einander stellt, und durch die doppelte Dicke nach einem kleinen Gegenstande hinsieht, so bemerkt man, daß in dem Falle, wo die beiden Hauptschnitte zu einander parallel sind, oder auf einander senkrecht stehen, nur zwei Bilder zum Vorschein kommen; aber in jeder anderen Stellung der Hauptschnitte vier Bilder sich darbiethen, die jedoch nur dann von gleicher Helligkeit erscheinen, wenn die Hauptschnitte einen Winkel von 45° einschließen.

Eine genaue Untersuchung dieser Erscheinungen lehrt:

1. Wenn die Hauptschnitte zu einander parallel sind, so erleidet der gewöhnlich gebrochene Strahl des ersten Doppelspaths im zweiten nur die gewöhnliche, hingegen der ungewöhnlich gebrochene des ersten nur die ungewöhnliche Brechung.
2. Stehen die Hauptschnitte beider Krystalle auf einander senkrecht, so wird der aus dem ersten Krystall austretende gewöhnlich gebrochene Strahl nur auf die ungewöhnliche, der andere aber nur auf die gewöhnliche Weise gebrochen.
3. Schließen die Hauptschnitte einen Winkel von 45° ein, so wird jeder der beiden aus dem ersten Doppelspath kommenden Strahlen im zweiten Krystalle in zwei gleich intensive Strahlen getheilt; man sieht daher vier gleich helle Bilder.
4. Bei jeder andern Neigung der Hauptschnitte wird sowohl der auf die gewöhnliche als auch der auf die ungewöhnliche Weise gebrochene Strahl des ersten Doppelspaths im zweiten zwar doppelt gebrochen, aber die Intensität der neu entstandenen Strahlen ist verschieden, und dieß desto mehr, je mehr sich der Winkel, den die Hauptschnitte bilden, der Null oder 90° nähert.

Diese Erfahrungen zeigen, daß der Strahl während seines Durchgangs im Doppelspathe nicht nur die doppelte Brechung erleidet, sondern auch eine gewisse Modification erfährt,

vermöge welcher ein jeder der beiden durch doppelte Brechung entstandenen Bündel beim Durchgange durch einen zweiten Doppelspath bald ganz auf die gewöhnliche, bald ganz auf die ungewöhnliche, bald wieder theils auf die eine, theils auf die andere Art gebrochen wird, je nachdem diese Bündel nun diese, nun wieder eine andere Seite dem Hauptschnitte im zweiten Krystalle zuwenden. Demnach haben die Strahlenbündel, in welche sich ein Lichtstrahl im Doppelspathe spaltete, nicht ringsum auf allen Seiten dieselbe Eigenschaft; auch ist ersichtlich, daß die mit derselben Eigenschaft begabten Seiten des gewöhnlichen und des ungewöhnlichen Strahls nicht nach derselben Gegend hingerichtet sind, sondern um 90° von einander abstehen. Ein ganzes Jahrhundert stand diese Erfahrung einzig da, bis Malus, beschäftigt mit den Untersuchungen der doppelten Brechung, im Jahre 1808 ähnliche Modificationen des Strahls auch in andern Fällen entdeckte, und dadurch den Physikern ein neues, fruchtbares Feld der Forschung eröffnete. Diese auf die Seiten des Lichtstrahls sich beziehende Modification nannte Malus Polarisation, und den damit begabten Strahl einen polarisirten Strahl.

Die neuen Entdeckungen bestanden darin:

1. Ein von der Sonne, oder einer Flamme, oder von weißen Wolken kommender Strahl erhält die Eigenschaft in einem Doppelspath-Krystalle bald nur auf die gewöhnliche, bald nur auf die ungewöhnliche Weise gebrochen zu werden, nicht nur, wenn er vorher durch einen Doppelspath gegangen ist; sondern auch dann, wenn er auf durchsichtige Körper unter einem bestimmten Winkel (dem Polarisationswinkel) auffällt, und von ihnen reflectirt oder durchgelassen wird. Fällt ein solcher Lichtstrahl z. B. auf eine polirte Glasplatte unter dem Winkel von 54° 35′ gegen das Einfallsloth, oder dem von 35° 25′ gegen die Glasplatte, und läßt man hierauf den reflectirten Theil in einen Doppelspath-Rhomboeder eintreten: so überzeugt man sich bald, daß bei einer parallelen Lage des Hauptschnittes zu der Reflexionsebene, nur die gewöhnliche Brechung Statt findet; hingegen nur die ungewöhnliche, wenn der Hauptschnitt auf der Reflexionsebene senkrecht steht. Bei jeder anderen Neigung dieser zwei Ebenen erfolgt eine Spaltung des einfallenden Lichtstrahls in zwei Bündel, deren Intensität sich bei der Dre-

hung des Doppelspaths ändert, und erst dann gleich wird, wenn diese Ebenen einen Winkel von 45° einschließen.

2. Leitet man einen Sonnenstrahl auf eine Säule von mehreren parallel auf einander gelegten Glastafeln, und zwar unter dem Einfallswinkel von 54° 35', so erleidet der gebrochene Antheil eine Modification, vermöge welcher er im Doppelspathe nur die ungewöhnliche Brechung erfährt, wenn dessen Hauptschnitt zu der Brechungsebene parallel ist; hingegen nur die gewöhnliche, wenn beide Ebenen unter einem rechten Winkel gegen einander geneigt sind. Bei jedem anderen Winkel, den diese Ebenen mit einander bilden, wird er in zwei Theile gespalten, deren Intensitäten sich so wie die in den früheren Fällen verhalten.

Vergleichen wir die neuen Erscheinungen mit den an zwei über einander liegenden Doppelspath-Krystallen beobachteten, so ersehen wir, daß der Sonnenstrahl, der unter einem bestimmten Winkel auf durchsichtige Körper fällt:

a) durch Reflexion dieselbe Modification erhält, wie er durch die gewöhnliche Brechung bei seinem Durchgange durch den ersten Doppelspath erfahren;

b) durch einfache Brechung aber diejenige, die er durch die ungewöhnliche Brechung im Doppelspathe erlitten hat.

Also sind die beiden Lichtbündel, in welche der unter einem gewissen Winkel auf Glas fallende Strahl sich theilt, nähmlich das reflectirte und das gebrochene, gerade so polarisirt, wie die beiden durch doppelte Brechung entstandenen Theile.

3. Ändert man den Versuch auf die Weise ab, daß man den Sonnenstrahl zuerst durch ein achromatisches Doppelspathprisma leitet, und nun die durch doppelte Brechung entstandenen, stark von einander divergirenden Lichtbündel einzeln auf eine polirte Glastafel unter dem früher angegebenen Winkel auffallen läßt; so wird das gewöhnlich gebrochene Lichtbündel entweder ganz reflectirt, oder ganz durchgelassen, je nachdem die Reflexionsebene zum Hauptschnitte parallel ist, oder auf ihm senkrecht steht. Sind aber die Ebenen anders gegen einander geneigt, dann wird ein Theil des gewöhnlich gebrochenen Strahls vom Glase reflectirt, der andere durchgelassen. Bei den ungewöhnlich gebrochenen Bündel erfolgt das Gegentheil, indem es vollständig durchgelassen wird, wenn die genannten Ebenen parallel sind, und

vollständig reflectirt, wenn sie 90° mit einander bilden; in andern Fällen wird er theils reflectirt, theils durchgelassen. Schwärzt man das Glas an der Hinterfläche, so wird das Licht in den Fällen, wo es durchgelassen werden sollte, von dem schwarzen Pigmente absorbirt.

4. Da dem unter einem gewissen Winkel aufs Glas fallenden Strahle durch Reflexion und durch einfache Brechung dieselbe Modification ertheilt wird, wie durch die doppelte Brechung im Doppelspathe; so kann man im letzten Versuche (3) anstatt des Doppelspaths eine polirte Glastafel, oder eine Säule von mehreren Glasplatten anwenden, und darauf einen Lichtstrahl unter dem Polarisationswinkel leiten. Man wird finden, daß der von der ersten Glasplatte reflectirte Strahl auch von der zweiten vollständig reflectirt wird, so lange die Einfallsebenen in beiden Gläsern zu einander parallel sind; dagegen vollständig durchgelassen, oder falls die Hinterfläche geschwärzt ist, absorbirt, wenn sie senkrecht auf einander stehen. Das Verhalten des durch einfache Brechung in mehreren Glasplatten modificirten Strahles ist dem vorigen entgegengesetzt; er wird von der zweiten Glasplatte bei der parallelen Lage der Einfallsebenen durchgelassen, oder absorbirt, und erst dann vollkommen reflectirt, wenn die beiden Ebenen um 90° gegen einander geneigt sind.

Durch diese Versuche (3) und (4) lernen wir die merkwürdige **Eigenschaft des polarisirten Lichtes kennen, vermög welcher es sich unter gewissen Umständen der Reflexion oder dem Durchgange durch einen durchsichtigen Körper vollständig entzieht.**

5. Gebraucht man anstatt des Doppelspaths einen anderen doppeltbrechenden Körper z. B. den Bergkrystall, und sorgt nur dafür, daß die beiden Bündel, in die sich ein einfallender Strahl spaltet, hinreichend divergirend austreten; so biethen sich im Allgemeinen dieselben Erscheinungen dar, wie bei Versuchen mit dem Doppelspathe. Daraus können wir folgern, daß solche Krystalle den durchgehenden Strahl durch doppelte Brechung in den Polarisationszustand versetzen.

§. 110.

Polarisationsinstrument.

Um sich von der Richtigkeit der angegebenen Erscheinungen der Polarisation zu überzeugen, bedient man sich eines eigenen Instrumentes, das auf verschiedene Art construirt wird. Ein vom Herrn Regierungsrathe Baumgartner erdachtes Polarisationsinstrument, das sich durch große Bequemlichkeit auszeichnet, hat folgende Einrichtung:

1. Auf einem horizontalen Brete steht ein ebener Glasspiegel C (Fig. 175.), der zur Abhaltung der Reflexion an der Hinterfläche geschwärzt, und gegen den Horizont unter dem Winkel von 35° 25′ geneigt ist. Dieser Spiegel, (eigentlich eine polirte Glasplatte,) dient zur Polarisation des Lichtes, das von einem gewöhnlichen Planspiegel D in horizontaler Richtung gegen C reflectirt wird. Über C befindet sich an einem verticalen Träger eine Röhre F, die zur Aufnahme solcher Apparate bestimmt ist, welche zur Erforschung der Eigenschaften des polarisirten Lichtes dienen. Eine eigene Rahme G trägt einen geschwärzten Planspiegel, und ist zwischen zwei metallenen Armen so angebracht, daß sie um eine horizontale Axe beweglich ist; die Arme selbst sind an einem metallenen Ringe befestigt, der sich in die Röhre F einschieben, und um eine verticale Axe drehen läßt. Zwischen der Röhre und dem Spiegel C ist ein horizontales, durchbrochenes Tischchen H, welches zur Drehung um eine verticale Axe eingerichtet ist.

Man stelle den schwarzen Spiegel in G in eine zu dem untern Spiegel parallele Lage, und leite z. B. das Licht weißer Wolken auf C; hier wird das Licht polarisirt und gegen G reflectirt. Im Planspiegel G erblickt man die weißen Wolken, zum Beweise, daß bei dieser Stellung der Spiegel, wo die Einfallsebenen zu einander parallel sind, wirklich eine Reflexion der polarisirten Strahlen am oberen Spiegel Statt findet. Dreht man den Spiegel G in einer horizontalen Richtung, ohne seine Neigung gegen den einfallenden Strahl zu ändern, so erscheint das Bild der Wolken immer dunkler, und verschwindet beinahe ganz, wenn man um volle 90° gedreht, und somit die obere Einfallsebene senkrecht auf die untere gestellt hat. Dadurch wird bestättigt, daß das polarisirte Licht bei senkrech-

ter Lage der Einfalls- oder Reflexionsebenen nicht reflectirt wird. Setzt man die Drehung des oberen Spiegels in der begonnenen Richtung fort, so tritt das Bild wieder hervor, Anfangs schwach, aber es wird immer lebhafter und sogar von der Lebhaftigkeit der ersten Position, wenn man abermahls um 90° gedreht, und dadurch die Einfallsebenen von neuem parallel zu einander gestellt hat. Demnach erleidet das polarisirte Licht, auch bei dieser Lage der Reflexionsebenen eine vollständige Reflexion. Bei fortgesetzter Drehung zeigt sich das Bild wieder schwächer, und wird nach einer Drehung von 90° fast ganz unsichtbar, mithin entzieht sich das polarisirte Licht neuerdings der Reflexion, wenn die Reflexionsebenen, wie in der zweiten Position, auf einander senkrecht stehen.

Bringt man an dem unteren Ende der Röhre einen Deckel an, der mit einer runden Öffnung zum Durchlassen des polarisirten Lichtes versehen ist; so werden während der Drehung des oberen Spiegels an dem daselbst gesehenen Bilde der Deckelöffnung dieselben Veränderungen wahrgenommen, wie vorhin an dem Bilde der Wolken.

Wir ersehen hieraus, daß die Intensität des reflectirten Lichtes während einer vollen Umdrehung des Spiegels G zweimal das Maximum erreicht, zweimal aber = 0 wird.

2. Stellt man in die Rahme G mehrere über einander gelegte Glasplatten, so ist der Erfolg derselbe, nur daß das Licht in den Fällen, wo es sich der Reflexion entzieht, durchgelassen wird; weßwegen der Gegenstand, von dem die Strahlen auf den Spiegel C kommen, im durchgelassenen Lichte am lebhaftesten erscheint, wenn er im reflectirten gar nicht gesehen wird, d. i. wenn die Einfallsebene in G mit der in C einen rechten Winkel bildet. Auch hier erlangt das durchgelassene Licht während einer ganzen Umdrehung der Glassäule um den einfallenden Strahl zweimal das Maximum und zweimal das Minimum.

3. Bringt man G in die Position, wo das polarisirte Licht nicht reflectirt, oder in die, wo es gar nicht durchgelassen wird, und ändert hierauf die Neigung von G gegen die einfallenden Strahlen; so nimmt sogleich die Menge des reflectirten, und im andern Falle, die des durchgelassenen Lichtes zu, und erreicht wieder ein Maximum, wenn die Gläser G gegen die Strahlen senkrecht stehen.

4. Man nehme die Rahme G weg, und befestige ein dreyseitiges Doppelspathprisma, das durch ein Glasprisma achromatisirt ist, in einem durchlöcherten Deckel, der sich in die Röhre F oben einschieben läßt; an das untere Ende der Röhre bringe man einen zweiten, mit einer kleinen Öffnung versehenen Deckel; und man wird, wenn man durch den Doppelspath durchsieht, die Öffnung des unteren Deckels nur einfach erblicken, sobald der Hauptschnitt des Krystalls zu der Reflexionsebene in C parallel steht; aber sogleich erscheint auch das zweite Bild der Deckelöffnung, wenn man den Doppelspath dreht, und so den Parallelismus der Ebenen aufhebt. Das neue Bild ist Anfangs schwach, nimmt aber bei fortgesetzter Drehung an Intensität immer mehr zu, während das andere immer schwächer wird, bis der Winkel, den die genannten Ebenen bilden, den Werth von 45° erreicht hat, wo eine Gleichheit in der Intensität beider Bilder eintritt. So wie man diesen Winkel vergrößert, nimmt die Intensität des gewöhnlichen Bildes ab, die des ungewöhnlichen zu, bis jenes ganz verschwindet, dieses aber besonders lebhaft hervortritt. Dieß geschieht, wenn der Hauptschnitt auf der Reflexionsebene senkrecht steht. Dieselbe Abnahme der Intensität bis zum völligen Verschwinden des einen Bildes und Zunahme an Intensität bis zu einem Maximum bei dem anderen Bilde beobachtet man, wenn der Hauptschnitt des Doppelspaths die anderen drey Quadranten durchläuft. Dieser Versuch bestättigt, was im vorigen §. in 2. angegeben wurde.

5. Eine sehr merkwürdige Einwirkung auf das polarisirte Licht beobachtet man am Turmalin. Die Krystallgestalt dieses Minerals ist ein Prisma, das aus Theilchen, die zur primitiven Form ein Rhomboeder haben, zusammengesetzt ist; die Axe dieser Rhomboeder liegt zu der Axe des Prisma parallel. Spaltet man diesen Krystall in Platten, etwa ½ Linie dick, die mit der Axe des Prisma parallel sind, und polirt sie; so kann man durch dieselben, leuchtende Gegenstände wie durch gefärbte Gläser sehen. Der Turmalin ist wohl ein doppelt brechender Krystall, allein bei der angenommenen Dicke wird das gewöhnliche gebrochene Bündel verschluckt, und man sieht den leuchtenden Gegenstand durch das Plättchen nur einfach; auch bemerkt man, während der Turmalin in seiner eigenen Ebene herumgedreht wird, keine Änderung

in der Lebhaftigkeit des Bildes, wenn das senkrecht auffallende Licht kein polarisirtes Licht ist. Bringt man aber anstatt des Doppelspathes ein solches Turmalinplättchen in die Öffnung des oberen Deckels und befestigt es dergestalt, daß die vom Spiegel C kommenden polarisirten Strahlen in senkrechter Richtung darauf fallen, und stellt es durch Drehung so, daß das Bild der unteren Deckelöffnung am lebhaftesten erscheint, so bemerkt man, daß das Bild während einer Umdrehung von 90° alle Grade der Helligkeit bis zum fast vollständigen Verschwinden durchläuft; jedoch während der Drehung im folgenden Quadranten stuffenweise bis zu einem Maximum an Helligkeit zunimmt. Bei der Drehung in den folgenden zwei Quadranten wird dieselbe allmählige bis zum Verschwinden Statt findende Abnahme, und hierauf die bis zu einem Maximum steigende Zunahme der Lichtstärke beobachtet. Eine genaue Prüfung belehrt uns, daß das Maximum der Helligkeit jedesmal dann sich einstellt, wenn die Axe des Turmalins auf der Reflexionsebene des Strahls (Polarisationsebene) senkrecht steht, hingegen das Minimum der Helligkeit, das Verschwinden oder Auslöschen des Bildes, wenn diese Axe mit der Reflexionsebene parallel ist.

Dieselbe Eigenschaft, das polarisirte Licht bei gewissen Stellungen nicht durchzulassen, besitzt auch eine Achatplatte, die senkrecht auf die natürlichen Schichten geschnitten ist. Auch an einigen Saphiren wurde wenigstens ein theilweises Zurückhalten des polarisirten Lichtes beobachtet.

Die blauen und grünen Turmaline besitzen die angeführte Eigenschaft nur unvollkommen; am besten eignen sich zu Versuchen über die Polarisation die rothbraunen Turmaline.

§. 111.

Mittel, durch welche die Polarisation des Lichtes bewirkt wird. Kennzeichen des polarisirten Lichtes.

Aus den bisherigen Untersuchungen ergeben sich als die hauptsächlichsten Mittel, die Polarisation des Lichtes zu bewirken:

1. Die Reflexion der Strahlen, die unter einem bestimmten Winkel auf durchsichtige und spiegelnde Körper fallen.

2. Das Durchgehen der Strahlen durch Krystalle, die die Eigenschaft der doppelten Brechung besitzen.
3. Die einfache Brechung beim Durchgange des Lichtes durch eine hinreichende Menge durchsichtiger, nicht krystallisirter Platten bei einem gewissen Werthe des Einfallswinkels.
4. Außerdem haben manche andere Körper die Eigenschaft das durchgehende Licht zu polarisiren, wie z. B. Turmalin, Achat, Perlmutter und andere, die alle einen schichtenartigen Bau haben, und sich im unvollkommenen Krystallisationszustande befinden.

Die angeführten Versuche führen zu folgenden Kennzeichen, die das polarisirte Licht charakterisiren, und wodurch es sich von dem unpolarisirten oder natürlichen Lichte bleibend unterscheidet:

1. Ein polarisirter Strahl wird von doppelt brechenden Körpern in gewissen Lagen, in welchen ein unpolarisirter Strahl die doppelte Brechung erfährt, nicht mehr in zwei Bündel getheilt, sondern einfach durchgehen. —
2. Eine polirte Glasplatte, die er unter dem Einfallswinkel von 54° 35′ trifft, vermag ihn bei gewissen Stellungen der Einfallsebene nicht zu reflectiren. Eben so kann er auch von anderen durchsichtigen polirten Mitteln bei gewissen Lagen der Einfallsebene, und bei einem bestimmten Werthe des Einfallswinkels nicht reflectirt werden. —
3. Eine mit der Axe parallel geschnittene Turmalinplatte läßt das polarisirte, in senkrechter Richtung auffallende Licht bei gewissen Lagen nicht durch; doch wird es in anderen Lagen, die auf den ersten senkrecht stehen, ohne erhebliche Schwächung durchgelassen. —

§. 112.

Verschiedenheit der Polarisationszustände.

Aus den Erscheinungen der Polarisation, die bis jetzt angegeben wurden, geht deutlich hervor, daß wir zweierlei einander entgegengesetzte Polarisationszustände unterscheiden müssen; denn wir sahen, daß

a) unter denselben Umständen, unter welchen der durch doppelte Brechung entstandene gewöhnliche Strahl beim Durchgange durch einen zweiten Doppelspath nur auf die ge-

wöhnliche Weise gebrochen, oder von einem geschwärzten Glasspiegel vollständig reflectirt wurde, der ungewöhnlich gebrochene Strahl die ungewöhnliche Brechung erlitt, oder falls er auf einen Glasspiegel auffiel, sich der Reflexion völlig entzog; dann

b) daß der durch Reflexion polarisirte Strahl unter solchen Umständen vom Glase vollständig reflectirt wird, unter denen der durch einfache Brechung polarisirte vom Glase nicht reflectirt werden kann, und so auch umgekehrt.

Man nennet diese beiden Polarisationszustände entgegengesetzte Polarisation oder auch, weil der eine Zustand durch Drehung des polarisirenden Körpers um einen rechten Winkel in den andern übergeht, Polarisation unter einem rechten Winkel.

Es ist üblich geworden, die Ebene, in welcher ein Lichtstrahl von einem Körper reflectirt werden muß, um in den Zustand der Polarisation zu gelangen, die Polarisationsebene zu nennen. Der häufig vorkommende Ausdruck: Der Strahl ist in der Ebene N polarisirt, bedeutet, der Strahl befinde sich in einem solchen Pelarisationszustande, daß er, im Falle er ein durchsichtiges polirtes Mittel unter dem Polarisationswinkel und in einer auf der Ebene N senkrechtstehenden Einfallsebene trifft, sich der Reflexion entzieht. Man kann also die Polarisationsebene eines polarisirten Strahls leicht finden, wenn man ihn auf einen geschwärzten Glasspiegel unter dem Einfallswinkel von 54° 35′ leitet, und nun die Stellung sucht, bei welcher er verschwindet (verlöscht); diejenige Ebene, welche mit der Einfallsebene des Strahls in dieser Stellung des Spiegels einen rechten Winkel macht, ist die gesuchte Polarisationsebene.

Ein anderes sehr bequemes Mittel, die Polarisationsebene eines Strahls zu finden, gewährt uns ein Turmalinplättchen. Da das durch Reflexion polarisirte und senkrecht auf das Plättchen fallende Licht nicht durchgeht, wenn die Polarisationsebene mit der Axe parallel ist; so hat man nur nöthig, den zu prüfenden Lichtstrahl in senkrechter Richtung auf das Turmalinplättchen fallen zu lassen, und dieses in seiner Ebene so lange zu drehen, bis kein Licht mehr durchgelassen wird. In dieser Stellung gibt die Lage der Axe die Lage der Polarisationsebene des auffallenden Strahls.

Zu diesem Zwecke kann man sich auch des Doppelspaths, und zwar auf ähnliche Weise bedienen.

Durch diese Mittel überzeugen wir uns:

1. Daß die Polarisationsebene eines durch einfache Brechung polarisirten Strahls auf seiner Brechungsebene senkrecht steht.
2. Daß in doppeltbrechenden Krystallen mit einer Brechungsaxe die Polarisationsebene des gewöhnlichen Strahls die Ebene des Hauptschnittes, die des ungewöhnlich gebrochenen eine auf dem Hauptschnitte senkrecht stehende Ebene ist.
3. In zweiaxigen Krystallen halbirt die Polarisationsebene des gewöhnlich gebrochenen Strahls den Winkel, den die beiden Axen einschließen; jene des ungewöhnlich gebrochenen steht darauf senkrecht.
4. Die Polarisationsebenen zweier nach entgegengesetzter Richtung polarisirten Strahlen stehen auf einander senkrecht.

§. 113.

Mittel, die Eigenschaft der doppelten Brechung der Krystalle zu entdecken.

Die beiden Lichtbündel, in welche ein Lichtstrahl durch doppelte Brechung in einem Krystalle zerlegt wird, sind nicht immer so stark divergirend, daß die Eigenschaft der doppelten Brechung unmittelbar erkannt werden könnte, wie z. B. an dünnen Gyps- oder Glimmerplättchen. In einem solchen Falle gewährt die Polarisation, häufig ein Mittel zu erkennen, ob ein Krystall das Licht doppelt breche, oder nicht.

Man bringe an das untere Ende der Röhre F am Polarisationsinstrumente den mit einer kleinen Öffnung versehenen Deckel an, und stelle den oberen Glasspiegel G so, daß die Deckelöffnung nicht gesehen, also das Licht vom Glase nicht reflectirt wird. Legt man hierauf den zu prüfenden Krystall auf das horizontale Tischchen H, so wird man, falls der Krystall die Eigenschaft der doppelten Brechung besitzt, immer eine Lage finden, wo nur das gewöhnlich gebrochene, und eine zweite, wo nur das ungewöhnlich gebrochene Lichtbündel ohne Änderung des Polarisationszustandes durchgeht, und daher auch von dem Glasspiegel G nicht reflectirt werden kann. Diese Lagen

sind diejenigen, bei welchen der Hauptschnitt mit der Polarisationsebene zusammenfällt, oder auf ihr senkrecht steht. Allein in den Zwischenlagen wird das durchgehende polarisirte Licht in zwei Bündel zerlegt, wovon das eine in der Ebene des Hauptschnittes, das andere in einer darauf senkrechten Ebene polarisirt wird; weil da der Hauptschnitt mit der Reflexionsebene des oberen Spiegels weder zusammenfällt, noch einen rechten Winkel mit ihr bildet, so erleidet jedes Bündel am Glasspiegel eine theilweise Reflexion, und die Deckelöffnung wird sichtbar. Man kann also aus dem Sichtbarwerden der Öffnung bei gewissen Lagen des Krystalls, und aus ihrem Verschwinden bei anderen Lagen auf die Eigenschaft der doppelten Brechung schließen.

Zu diesem Zwecke eignen sich ganz vorzüglich zwei Turmalinplättchen, die parallel zu ihrer Axe geschnitten sind. Es ist bereits gesagt worden, daß ein Turmalinplättchen von einer mäßigen Dicke nur den ungewöhnlich gebrochenen Strahl durchläßt, dessen Polarisationsebene senkrecht gegen die in der Ebene des Krystalls liegende Axe ist. Legt man zwei solche Turmalinplättchen dergestalt auf einander, daß ihre Axen parallel werden, so wird der aus dem ersten Turmaline kommende ungewöhnliche Strahl in dem zweiten ganz auf die gewöhnliche Weise gebrochen, und man wird keine auffallende Verminderung des durchgelassenen Lichtes bemerken. Dreht man aber das zweite Plättchen in seiner eigenen Ebene, während man das erste unveränderlich in einer festen Lage hält: so nimmt die Intensität des durchgelassenen Lichtes immer mehr ab, indem sich das auf das zweite Plättchen fallende Licht in zwei Bündel theilt, wovon das gewöhnlich gebrochene ganz absorbirt wird, und das ungewöhnlich gebrochene an Intensität desto mehr abnehmen muß, je größeren Winkel die beiden Axen einschließen. Ist dieser Winkel ein rechter geworden, so kann das Licht im zweiten Plättchen nur die gewöhnliche Brechung erleiden; da diese aber beinahe vollständig absorbirt wird, so geht daselbst kein Licht mehr durch, und die beiden Plättchen erscheinen undurchsichtig.

Wenn man nun zwischen die beiden Plättchen, deren Axen sich unter einem rechten Winkel schneiden, eine doppelt brechende Substanz stellt, so wird man immer eine Lage ausmitteln, wo der Hauptschnitt mit den Axen der Turmaline weder parallel ist, noch auf ihnen senkrecht steht, und in dieser Lage

wird der aus dem ersten Turmaline ausgetretene Strahl in der doppelt brechenden Substanz in zwei Bündel getheilt, deren jedes im zweiten Turmalinplättchen abermals doppelt gebrochen wird, so daß vier Lichtbüschel entstehen, wovon aber die zwei auf die gewöhnliche Weise gebrochenen verschluckt werden, die zwei ungewöhnlichen hingegen durchgehen, und die Durchsichtigkeit der Plättchen wieder herstellen.

§. 114.

Winkel der vollkommenen Polarisation.

Der Winkel, welchen der auffallende Lichtstrahl mit dem Einfallslothe bilden muß, damit er eine vollkommene Polarisation durch Reflexion erfahre, heißt der Winkel der vollkommenen Polarisation oder schlechtweg Polarisationswinkel.

Bei Körpern, die das Licht niemahls vollkommen polarisiren, wie z. B. bei den Metallen, nennt man denjenigen Einfallswinkel den Polarisationswinkel, bei dem ein Maximum der Polarisation Statt findet.

Der Polarisationswinkel ist für verschiedene Mittel verschieden. Aus einer Reihe von Beobachtungen leitete Brewster das einfache Gesetz ab: die Tangente des Polarisationswinkels ist bei jedem Mittel seinem Brechungsverhältnisse gleich, man hat also

$$\text{tang. } P = n \quad (1),$$

wo P der Polarisationswinkel und n das Brechungsverhältniß ausdrückt.

Aus diesem Gesetze ergeben sich mehrere merkwürdige Folgerungen:

1. Verbindet man die Gleichung (1) mit derjenigen, die das einfache Brechungsgesetz ausdrückt, nähmlich

$$\sin. P = n \sin b \quad (2)$$

wo b den dem Einfallswinkel P entsprechenden Brechungswinkel bedeutet; so erhält man folgendes Resultat: der Polarisationswinkel ist derjenige Einfallswinkel, unter dem ein Lichtstrahl auffallen muß, damit der reflectirte Antheil Ax

(Fig. 176.) mit dem gebrochenen Ay einen rechten Winkel bilde; denn aus (1) ergibt sich:

$$\sin P = n \cos P, \text{ mithin}$$
$$\text{ist } \sin b = \cos P,$$
$$\text{also } b + P = 90^\circ, \text{ und da}$$
$$P + b + xAy = 180^\circ, \text{ so ist offenbar}$$
$$xAy = 90^\circ$$

2. Da dieses Gesetz für jede einzelne Farbengattung gilt, aber der Werth von n, und mithin auch der Polarisationswinkel sich mit der Farbe ändert, so kann bei einem bestimmten Einfallswinkel nicht alles auffallende weiße Licht vollkommen polarisirt werden, und demnach auch in dem Falle, wo sich das polarisirte Licht der Reflexion am zweiten Spiegel entzieht, nicht vollkommen verschwinden. Darum erscheint eine weiße Wolke, welche Licht auf den polarisirenden Spiegel sendet, auch bei der richtigsten Stellung beider Spiegel nicht völlig schwarz, sondern schwach purpurroth, wenn der Polarisationswinkel den intensivsten (gelben) Strahlen entspricht; denn in diesem Falle entgehen die Strahlen, die gegen die Enden des Spectrums liegen, der vollkommenen Polarisirung, und werden vom zweiten Spiegel zum Theil zurückgeworfen.

Die Menge des Lichtes, das selbst bei dem Winkel der vollkommensten Polarisirung unpolarisirt bleibt, ist größer bei solchen Körpern, die das Licht stark brechen, oder stark zerstreuen, wie im Diamant und Schwefelalkohol; denn ist das Farben-Zerstreuungsvermögen groß, so werden verhältnißmäßig nur wenige in der Mitte des Spectrums liegende Strahlen der zweiten Reflexion vollständig entzogen, während die blauen und rothen, deren Polarisationswinkel in diesem Falle von dem der mittleren Strahlen stark abweichen, reichlich zurückgeworfen werden. Dieß wird in noch höherem Grade eintreten, wenn der polarisirende Körper ein starkes Brechungsvermögen hat, weil dann der Polarisationswinkel sehr groß ist, und bei einem großen Einfallswinkel auch die Menge des reflectirten Lichtes beträchtlich wird.

Ein anderer Grund, warum das Licht bei der zweiten Reflexion auch bei der richtigsten Stellung der Spiegel nicht ganz verschwindet, liegt in dem Antheil des zerstreuten Lichtes, das von jeder spiegelnden Fläche ausgeht, unpolarisirt bleibt, und sich folglich der Zurückwerfung am zweiten Spiegel nicht entziehen kann. Die Menge dieses zerstreuten und unpolari-

sirten Lichtes nimmt mit der Intensität des auffallenden Lichtes zu; deshalb wird ein stark leuchtender Gegenstand, von dem das Licht auf den Polarisationswinkel kommt, im oberen Spiegel niemals verschwinden.

3. Der innige Zusammenhang zwischen dem Polarisationswinkel und dem Brechungsverhältnisse eines Mittels, gibt ein sehr schätzbares Hülfsmittel, in solchen Fällen das Brechungsverhältniß, wenigstens für einfarbiges Licht zu bestimmen, wo das gewöhnliche Verfahren entweder wegen der Undurchsichtigkeit oder Kleinheit des Mittels nicht angewendet werden kann; denn man hat nur nöthig den Winkel der vollständigsten Polarisirung auszumitteln. Man findet selbst am Schwefel, Siegellack, Porzellan, geglätteten Papier bei einem gewissen Einfallswinkel ein Verschwinden ihres Spiegelglanzes; dieser Winkel ist der Winkel der vollkommensten Polarisirung, und seine Tangente gibt den Brechungsindex.

4. Wenn der Einfallswinkel von dem Polarisationswinkel abweicht, so wird das Licht nur zum Theil, also unvollkommen polarisirt, wie man sich am besten mittelst eines Turmalinplättchens überzeugen kann. Man bemerkt, daß das in senkrechter Richtung auf das Plättchen fallende Licht während einer Umdrehung desselben bei keiner Stellung verschwindet, wohl aber Änderungen in seiner Intensität zeigt. Leitet man den unvollkommen polarisirten Lichtstrahl senkrecht durch einen Doppelspath, so verschwindet zwar keines der beiden entstandenen Lichtbündel, man mag dem Hauptschnitte was immer für eine Lage geben; allein an den Intensitäten der beiden Bilder werden während der Drehung des Doppelspaths Veränderungen sichtbar.

5. Mit diesem Mittel kann man sich auch überzeugen, daß das vom heiteren Himmel kommende, so wie das schief durch Fensterglas gehende Licht unvollkommen polarisirt ist; auch das von Mauern, Kästen, Tischen u. d. reflectirte Sonnenlicht zeigt deutliche Spuren der Polarisation. Arago fand auch das von brennenden Körpern ausgehende Licht zum Theile polarisirt, wenn diese fest oder tropfbar flüssig waren; aber bei glasförmigen konnte er keine Spur von Polarisation entdecken.

Vor kurzem machte Arago neue interessante Beobachtungen des polarisirten Lichtes bekannt, nämlich: daß das Blau des Himmels, welches durch das von den Lufttheilchen nach allen Richtungen zerstreute Licht entsteht, partiell polarisirt ist, und das Maximum dieser Polarisation 90° von der Sonne liegt; daß auch das von einer Wolke durchgelassene, und zu dem außerhalb der Wolke stehenden Beobachter kommende Licht merklich polarisirt ist; und daß das Mondlicht eine ziemlich bedeutende Menge polarisirten Lichtes enthält. In der durch die Sonne gehenden Verticalebene nimmt die Polarisation bis zu 90° von der Sonne zu, im weiteren Abstande wird sie schwächer, verschwindet hierauf ganz, nnd wird endlich in die entgegengesetzte verwandelt. Pogg. XXXII. 126.

§. 115.

Gesetze rücksichtlich der Intensität des reflectirten und gebrochenen polarisirten Lichtes.

Aus den angeführten Kennzeichen des polarisirten Lichtes ist ersichtlich, daß das Licht durch die Polarisation keine Veränderung in seiner Richtung erleidet; weßwegen man auch die Richtung des polarisirten Strahls bei stattfindender Reflexion, bei einfacher oder doppelter Brechung nach denselben Gesetzen, wie die des unpolarisirten Lichtes bestimmen kann. Anders verhält es sich mit der Intensität, die das polarisirte Licht bei der Reflexion oder Brechung behält; wir sahen bereits, daß sich diese ändert:

I. mit dem Winkel, den die Einfallsebene (oder die Ebene des Hauptschnittes) mit der ursprünglichen Polarisationsebene bildet; man nennt diesen Winkel das Azimuth der Polarisationsebene.

II. mit der Abweichung des Einfallswinkels von dem Polarisationswinkel.

I. Für den Fall, wo der polarisirte Lichtstrahl unter dem Winkel der vollkommenen Polarisirung auf eine reflectirende Fläche auffällt, gibt Malus für die Intensität des reflectirten Lichtes (= J) bei verschiedenem Azimuth der Polarisationsebene (= α) folgendes Gesetz:

$$J = A \cos^2 \alpha.$$

d. h. die Intensität ist proportional dem Quadrat des Cosinus vom Winkel, denn die Polarisationsebene mit der Reflexionsebene einschließt. Die Richtigkeit dieses Gesetzes hat Arago durch directe Versuche erwiesen.

Man hat also für $\alpha = 0$, $J = A$,

„ $\alpha = 45°$, $J = \frac{A}{2}$

„ $\alpha = 90°$, $J = 0$, wie es auch die Erfahrung bestättigt.

Dieses Gesetz führt uns dahin, einen gewöhnlichen, unpolarisirten Lichtstrahl als einen solchen anzusehen, der aus zwei polarisirten Bündeln besteht, die gleiche Intensität besitzen, und deren Polarisationsebenen auf einander senkrecht stehen. Denn liegt bei einem die Polarisationsebene rechts von der Einfallsebene, und schließt mit ihr den Winkel α ein, so ist sie bei dem andern links um den Winkel $90° - \alpha$ von der Einfallsebene entfernt, und die Intensität des reflectirten Theils ist vermög des aufgestellten Gesetzes im ersten Bündel $= A\cos^2\alpha$ und im andern $= A\sin^2\alpha$ mithin die Summe des reflectirten Lichtes $= A$ d. h. die Menge des reflectirten Lichtes bleibt immer dieselbe, man mag die Einfallsebene was immer für einer Seite des Lichtstrahls zukehren; und dieß ist eben die unterscheidende Eigenschaft des nicht polarisirten Lichtes. Man sagt daher von jedem Paar solcher Strahlen mit Recht, daß sie im entgegengesetzten Sinne polarisirt sind.

Die Veränderungen der Intensität eines polarisirten Strahls beim Durchgange durch ein Turmalinplättchen können ebenfalls durch die Formel $J = A\cos^2\alpha$ vorgestellt werden.

Ist A die Intensität des in einem doppeltbrechenden Krystall senkrecht einfallenden polarisirten Lichtstrahls, und läßt man die Absorption beim Durchgange durch den Krystall unberücksichtigt, so wird die Intensität des gewöhnlichen Bündels durch die Formel $O = A\cos^2\alpha$ und die des ungewöhnlichen durch „ $E = A\sin^2\alpha$ ausgedrückt, wo α den Winkel anzeigt, welchen der Hauptschnitt mit der ursprünglichen Polarisationsebene macht. Auch dieses Gesetz wurde von Arago durch Versuche bestättigt. (Pogg. An. XXXV. 444.)

Man hat also für $O = A$ und $E = 0$, wenn $\alpha = 0$ ist;

$O = \frac{A}{2}$, „ $E = \frac{A}{2}$, „ $\alpha = 45°$;

$O = 0$, „ $E = A$, „ $\alpha = 90°$;

Ist der einfallende Lichtstrahl unpolarisirt und von der Intensität A; ist ferner α der Winkel, den die Polarisationsebene der einen Hälfte $\left(=\frac{A}{2}\right)$ mit dem Hauptschnitte bildet, und $90^\circ - \alpha$ der für die andere Hälfte, deren Intensität auch $=\frac{A}{2}$ angenommen wird; so erhält man:

für den gewöhnlichen Antheil der ersten Hälfte $\frac{A}{2}\cos^2\alpha$,

" " ungewöhnlichen " " " " $\frac{A}{2}\sin^2\alpha$,

dann für den gewöhnlichen Antheil der 2ten Hälfte $\frac{A}{2}\sin^2\alpha$,

" " ungewöhnlichen " " " " $\frac{A}{2}\cos^2\alpha$,

Demnach ist die Summe der gewöhnlichen Bündel immer $=\frac{A}{2}$, und die der ungewöhnlichen Bündel auch $=\frac{A}{2}$ d. h. die Intensitäten beider Hälften sind gleich, und bleiben es bei jeder Lage des Hauptschnittes, wie es der Charakter des unpolarisirten Lichtes erfordert.

II. Nicht mehr so einfach ist das Gesetz der Intensität des reflectirten Antheils des polarisirten Lichtes, das nicht unter dem Polarisationswinkel auf eine spiegelnde Fläche fällt. Fresnel drückt die Intensität des reflectirten Lichtes durch folgende theils aus theoretischen Gründen, theils aus Versuchen abgeleitete Formel aus:

$$J = \frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')}\cos^2\alpha + \frac{\tang^2(i - i')}{\tang^2(i + i')}\sin^2\alpha,$$

wo die Intensität des einfallenden Lichtes als Einheit angenommen wird, i den Einfalls- und i' den enfsprechenden Bre-

chungswinkel, α aber das Azimuth bedeutet. Setzt man der Kürze halber den Coefficienten von $\cos^2\alpha$ gleich M, und den von $\sin^2\alpha$ gleich N, so hat man:

$$J = M\cos^2\alpha + N\sin^2\alpha.$$

Arago verglich die Resultate dieser Formel in einigen Fällen mit den Beobachtungen, und fand sie mit ihnen übereinstimmend. Auch sieht man leicht ein, daß

1. Wenn i = dem Polarisationswinkel, und $\alpha = 90^\circ$ ist, so ist auch $i + i' = 90^\circ$, und folglich $J = 0$, wie es die Erfahrung wirklich fordert.
2. Ist $\alpha = 0$, so ist $J = M$;
3. Ist $\alpha = 90^\circ$, so ist $J = N$,
4. Wenn $\alpha = 45^\circ$ wird, dann erhält man $J = \frac{1}{2}(M + N)$.

Dieses letztere Resultat ist dasselbe, welches sich ergibt, wenn man das natürliche Licht aus zwei polarisirten Lichtbündeln bestehend annimmt, deren jedes die halbe Intensität des einfallenden Strahles hat, und von denen das eine in der Einfallsebene, das andere senkrecht darauf polarisirt ist; denn die Intensität des ersten Bündels wäre $= \frac{1}{2} M$

und die des zweiten Bündels $= \frac{N}{2}$.

Da beide Theile unter demselben Einfallswinkel auffallen, und daher unter gleichen Winkeln zurückgeworfen werden, so ist die Intensität des gesammten reflectirten Lichtes $J = \frac{1}{2}(M + N)$, wie oben.

Dieser Ausdruck kann als die wahre Bestimmung des unter irgend einem Winkel reflectirten natürlichen Lichtes angesehen werden. Er gibt uns ein Mittel an die Hand, mittelst des Brechungsindex eines Mittels die Menge des Lichtes, welches dasselbe bei was immer für einem Einfallswinkel reflectirt, zu bestimmen.

5. Fällt der Lichtstrahl senkrecht auf die reflectirende Fläche, so ist $i = 0$, und $i' = 0$, mithin $J = \frac{0}{0}$.

Um den Werth dieses Ausdrucks zu finden, brauchen wir nur zu bedenken, daß bei sehr kleinen Winkeln, den Sinussen

und den Tang. die Winkel selbst substituirt werden können; und man hat

$$i = ni', \quad i - i' = i'(n-1), \quad i + i' = i'(n+1);$$

und folglich $J = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 (\cos^2\alpha + \sin^2\alpha) = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$,

was mit dem Ausdrucke übereinstimmt, den Poisson für die Intensität des reflectirten Lichtes bei unpolarisirten Strahlen gefunden hat. Demnach erfolgt beim senkrechten Auffallen der Strahlen die Reflexion immer mit derselben Intensität, das Licht mag polarisirt oder unpolarisirt seyn.

§. 116.

Änderungen der Polarisationsebene durch Reflexion.

Ein Lichtstrahl, der unter einem von dem Polarisationswinkel abweichenden Einfallswinkel auffällt, wird nur unvollkommen polarisirt. Man nahm lange an, daß ein solcher unvollkommen polarisirter Strahl aus einem vollkommen polarisirten, und einem unpolarisirten zusammengesetzt ist; allein Brewster zeigte, daß ein solcher Strahl in allen seinen Theilen verändert ist, und daß man ihn wohl noch immer, wie den natürlichen Strahl, aus zwei Theilen bestehend ansehen könne, aber deren Polarisationsebenen einen von 90° abweichenden Winkel einschließen.

Die Versuche lehren, daß die Polarisationsebenen der beiden Hälften eines natürlichen Strahls bei jeder Reflexion eine Änderung in ihrer Lage (ihres Azimuths) erfahren, deren Werth von der Größe des Einfallswinkels und der Natur des reflectirenden Körpers abhängt, und wobei sich die Polarisationsebenen nach Umständen einander nähern, oder von einander entfernen.

Um sich von der Wahrheit des Gesagten zu überzeugen, lasse man einen natürlichen Lichtstrahl durch ein achromatisches Doppelspathprisma gehen, dessen Hauptschnitt um 45° gegen die Einfalls- oder Reflexionsebene des Spiegels C am Polarisationsinstrumente geneigt sey. Der Strahl wird im Doppelspath in zwei stark divergirende Bündel getheilt, die unter 90°

polarisirt sind, und zwar wird bei der angenommenen Stellung des Doppelspaths das Azimuth des ungewöhnlich gebrochenen Bündels + 45°, das des gewöhnlich gebrochenen — 45° betragen; indem der letztere in der Ebene des Hauptschnittes, der andere in einer darauf senkrechten polarisirt ist.

Man leite hierauf die beiden Lichtbündel auf den Glasspiegel C unter dem Winkel der vollkommenen Polarisation, und stelle den Spiegel G so auf, daß er von den Strahlen unter dem Polarisationswinkel getroffen wird, und seine Einfallsebene mit der des ersten zusammenfällt. In diesem Falle erscheinen im zweiten Spiegel die beiden Bilder gleich intensiv, und diese Gleichheit bleibt, obgleich die Intensität abnimmt, auch wenn man den zweiten Spiegel (mit unveränderter Neigung gegen den einfallenden Strahl) dreht, bis die beiden Einfallsebenen in eine senkrechte Lage kommen, wo beide Bilder verschwinden. Folglich zeigen sich beide Strahlen durch die erste Reflexion dergestalt polarisirt, daß ihre Polarisationsebene mit der Reflexionsebene am ersten Spiegel zusammenfällt, woraus wir den Schluß ziehen müssen, daß durch diese Reflexion, die Polarisationsebene des einen Strahls um + 45°, die des anderen um — 44° verrückt worden ist. Man kann daher auch einen natürlichen auf eine Glastafel auffallenden Strahl als einen solchen betrachten, bei dem die Polarisationsebene der einen Hälfte um 45° rechts, die der anderen um 45° links von der Reflexionsebene liegt, und wo durch den Act der vollkommenen Polarisation, die eine Polarisationsebene um + 45° die andere um — 45° gewendet, und dadurch die Polarisationsebene aller Theile in die Einfallsebene gebracht wird. —

Ändert man die Stellung des Spiegels C dergestalt, daß die beiden Lichtbündel des Doppelspaths unter dem Einfallswinkel von 70° auffallen, hierauf in der Richtung der Axe des Rohrs reflectirt werden, und den zweiten Spiegel G unter dem Polarisationswinkel treffen, so erscheinen im zweiten Spiegel die Bilder gleich lebhaft, wenn beide Reflexionsebenen zusammenfallen; dreht man aber den zweiten Spiegel um die Axe des Rohrs, so verschwindet bei einer Umdrehung von 69° das eine, während das andere noch lebhaft bleibt, und bei einer von 111° verschwindet das andere, wo das erste schon wieder hell hervortritt. Stellt AB (Fig. 177.) die Lage der ersten Reflexionsebene vor, und BC die Lage der zweiten Re-

flexionsebene, wo der eine Strahl verschwindet, und die mit AB den Winkel ABC = 69° einschließt; ist ferner BD die Lage der zweiten Reflexionsebene, wo der zweite Strahl sich der Reflexion entzieht, und die mit AB den Winkel ABD = 111° macht; und berücksichtiget man, daß die Polarisationsebene eines Strahles auf der Reflexionsebene, in welcher der Strahl verschwindet, senkrecht steht; so ist BE senkrecht auf BC die Lage der Polarisationsebene des ersten Strahls, und ihr Azimuth EBA = 69° — 90° = — 21°; und BF senkrecht auf BD die Polarisationsebene des zweiten Strahls, und ihr Azimuth ABF = 111° — 90° = + 21°.

Man sieht hieraus, daß die Polarisationsebenen der beiden Bündel, deren eine + 45°, die andere — 45° zum Azimuth hatte, durch die Reflexion bei dem Einfallswinkel von 70° sich so verändert haben, daß die eine nur noch um 21° links, die andere um 21° rechts von der Reflexionsebene entfernt liegt.

Man kann die Versuche über die Änderungen der Polarisationsebene mit mehr Bequemlichkeit anstellen, wenn man anstatt des oberen Spiegels G, einen Deckel mit einer Turmalinplatte an das Rohr so ansetzt, daß die von C reflectirten Strahlen die Platte in senkrechter Richtung treffen. Fallen die Strahlen auf C unter dem Winkel von 70°, und man stellt die Axe der Turmalinplatte parallel zu der Reflexionsebene von C, so erblickt man beide Bilder gleich lebhaft; dreht man hierauf die Axe um 21° rechts, so verlöscht der eine Strahl, dreht man sie 21° links von der Reflexionsebene, so verlöscht der andere; also liegen (vermöge §. 110. 5.) die Polarisationsebenen der beiden Strahlen 21° rechts und links von der Reflexionsebene.

Auf diese Art lassen sich die Azimuthe für jeden Einfallst winkel dieser zwei Lichtbündel, deren Polarisationsebenen vor der Reflexion unter ± 45° gegen die Reflexionsebene geneig- sind, bestimmen. Brewster fand für Glas bei den Einfallswinkeln von 90°, 80°, 70°, 60°, 56°, 50°, 40°, 20°, 10°, die Azimuthe ± 45°, ± 33°, ± 21°, ± 64°, 0, ∓ 9°, ∓ 23°, ∓ 40°, ∓ 44°.

Die Polarisationsebenen nähern sich demnach der Einfallsebene, und kommen dadurch einander immer näher, je größer der Einfallswinkel wird; erreicht dieser den Werth von 56°, so fallen die Polarisationsebenen mit der Einfallsebene

zusammen, entfernen sich aber wieder bei zunehmenden Einfallswinkel von der Einfallsebene und von einander, jedoch so, daß diejenige, die vorhin auf der rechten Seite dieser Ebene lag, jetzt auf die linke Seite zu stehen kommt, und umgekehrt. —

Hieraus sind wir im Stande, die Wirkungen zu erkennen, die bei einem natürlichen Strahl durch Reflexion erzeugt werden; denn sie sind dieselben, wie bei einem Strahle, der aus zwei Theilen von gleicher Intensität und entgegengesetztem Polarisationszustande besteht. Nehmen wir an, die Polarisationsebene der einen Hälfte habe zum Azimuth $+ 45^{\circ}$, so muß die der anderen $- 45^{\circ}$ haben, und folglich gehen bei einer Reflexion beyde Veränderungen, die an jedem der vorhin betrachteten Lichtbündel Statt fanden, an einem natürlichen Strahle zu gleicher Zeit vor sich. Auf die Weise ergibt sich:

a) daß beim senkrechten Auffallen der reflectirte Strahl unpolarisirt ist, wie der einfallende; denn das Azimuth der Polarisationsebene der einen Hälfte ist wieder $+ 45^{\circ}$; das der anderen $- 45^{\circ}$, wie vor der Reflexion.

b) Wie der Einfallswinkel vergrößert wird, kommen die Polarisationsebenen beyder Hälften der Einfallsebene stufenweise näher, und fallen mit ihr zusammen, sobald der Einfallswinkel die Größe des Polarisationswinkels erlangt hat. Bei Einfallswinkeln, die diese Gränze überschreiten, entfernen sich die Polarisationsebenen von der Einfallsebene und von einander, indem jede in der begonnenen Richtung, also jetzt auf der entgegen gesetzten Seite der Einfallsebene die Bewegung fortsetzt.

c) Bei einem Einfallswinkel von 90° erreicht jede Polarisationsebene das Azimuth von 45°; sie stehen auf einander senkrecht, und der reflectirte Strahl ist wieder unpolarisirt.

Fresnel gab eine Formel, welche diese Bewegungen der Polarisationsebene bei einmaliger Reflexion unter verschiedenen Einfallswinkeln ausdrückt. Sie ist:

$$\text{tang.}\, \alpha' = \text{tang.}\, \alpha \, \frac{\cos.\,(i + i')}{\cos.\,(i - i')},$$

wo α das Azimuth der Polarisationsebene des einfallenden Strahls; α' jenes des reflectirten, i den Einfalls- und i' den ihm zukommenden Brechungswinkel bedeutet.

1) Soll das Azimuth der Polarisationsebene durch die Reflexion nicht geändert werden, also $\alpha = \alpha'$ bleiben,

so muß $\cos(i + i') = \cos(i - i')$ werden,

was nur dann möglich ist, wenn $i = 0$, und mithin auch $i' = 0$ wird, oder wenn $i = 90$, und folglich $\sin i' = \frac{1}{n}$; d. h. wenn der Strahl senkrecht, oder nahe unter dem Winkel von 90° auffällt.

2) Ist sowohl i als i' kleiner als 90°, so ist

$$\cos(i + i') \text{ immer } < \cos(i - i'),$$

mithin auch $\tan \alpha' < \tan \alpha$, und $\alpha' < \alpha$

also nähert sich die Polarisationsebene der Einfallsebene.

3) Ist $i + i' = 90^\circ$ d. h. fällt der Lichtstrahl unter dem Polarisationswinkel auf, so ist

$$\tan \alpha' = 0, \text{ und folglich auch } \alpha' = 0$$

das ist: die Polarisationsebene fällt mit der Einfallsebene zusammen.

Diese Resultate werden sich ergeben, mag die ursprüngliche Polarisationsebene des einfallenden Strahls was immer für ein Azimuth haben; mithin auch dann, wenn der einfallende Strahl aus einer Menge Lichtbündel besteht, deren jedes in einer anderen Ebene polarisirt ist. Die Reflexion unter dem Polarisationswinkel bringt alle Polarisationsebenen in die Einfallsebene; aber auch die, welche unter einem andern Winkel vor sich geht, bringt Veränderungen in der Lage der Polarisationsebenen der einzelnen Theile hervor; demnach erleidet ein natürlicher Strahl, in dem man sich die mannigfaltigsten Arten der Polarisation vereint denken kann, bei jeder Reflexion eine Änderung in allen seinen Theilen.

4. Ist $\alpha = 45^\circ$, so ist $\tan \alpha' = \frac{\cos(i + i')}{\cos(i - i')}$

Diese Formel haben Fresnel und Brewster durch eine Reihe von Beobachtungen an verschiedenen Körpern verificirt; indem sie α' für jeden Einfallswinkel auf die früher angezeigte Weise ausgemittelt, und diese Resultate der Beobachtung mit

den aus dieser Formel berechneten Werthen von α' übereinstimmend gefunden haben.

Ein Lichtstrahl kann durch mehrfache auf einander folgende Reflexionen beinahe bis zur vollkommenen Polarisation gebracht werden. Denn, nennt man α_1, α_2, α_3.... die Azimuthe der Polarisationsebenen bei den auf einander folgenden Reflexionen, und läßt man den Strahl jedesmal unter demselben Einfallswinkel auffallen, richtet es auch so ein, daß alle Einfallsebenen zu einander parallel werden; so ist, wenn der einfallende Strahl ein natürlicher ist, bei dessen Hälften die Azimuthe der Polarisationsebenen zu 45° betragen:

$$\text{tang. } \alpha_1 = \frac{\cos(i + i')}{\cos(i - i')},$$

$$\text{tang. } \alpha_2 = \text{tang. } \alpha_1 \frac{\cos(i + i')}{\cos(i - i')},$$

$$\text{tang. } \alpha_n \quad \text{tang. } \alpha_{n-1} \frac{\cos(i + i')}{\cos(i - i')},$$

$$\text{folglich tang. } \alpha_n = \left(\frac{\cos(i + i')}{\cos(i - i')}\right)^n,$$

woraus folgt, daß das Azimuth α_n niemahls Null seyn kann, es mag die Anzahl der Reflexionen noch so groß angenommen werden; wenn aber der Einfallswinkel so beschaffen ist, daß $\cos(i + i') < \cos(i - i')$ mithin das Verhältniß dieser Cosinusse kleiner als die Einheit; so nimmt α_n mit jeder neuen Reflexion ab. Wird einmal $\alpha_n = \frac{1}{2}$ Grad, dann zeigt sich das Licht als wenn es vollkommen polarisirt wäre. So fand Brewster das natürliche Licht nach 5 Reflexionen am Glase unter dem constanten Einfallswinkel von 70° vollkommen polarisirt. Die Formel gibt 22 Minuten zum Azimuth der Polarisationsebene, wenn 5 Reflexionen Statt gefunden haben.

§. 117.

Änderungen der Polarisationsebene durch Brechung der Strahlen.

Brewster zeigte durch Versuche, daß die Polarisationsebene eines Strahls auch durch einfache Brechung eine Ände-

rung im Azimuth erfährt, die von der durch Reflexion erzeugten ganz verschieden ist. Die Versuche wurden wieder so angestellt, daß man einen natürlichen Lichtstrahl mittelst eines Doppelspathes in zwei Theile zerlegte, und diese auf ein sehr reines Prisma dergestalt leitete, daß die Polarisationsebene des einen $+45^\circ$, die des anderen -45° mit der Brechungsebene machte; die Lichtbündel trafen das Prisma auf der einen Seite in senkrechter Richtung, so daß nur die Brechung an der einen Fläche in Betrachtung kam. Die Lage der Polarisationsebenen der gebrochenen Strahlen, kann mittelst eines Turmalinplättchens ausgemittelt werden. — Brewster gibt das Gesetz für die Änderung der Polarisationsebene nach einmaliger Brechung in folgender einfachen Formel

$$\text{cotang. } \alpha' = \text{cotang. } \alpha \cos (i - i').$$

Wendet man diese Formel auf den Fall an, wo ein Strahl, dessen Polarisationsebene zum Azimuth 45° hat, auf eine von parallelen Seiten begränzte Platte fällt, und sind α' und α'' die Azimuthe der Polarisationsebene bei diesen zwei Brechungen; so ist nach der ersten Brechung

$$\text{cotang. } \alpha' = \cos (i - i') \quad (1);$$

der Strahl, der auf die Hinterseite kommt, trifft diese unter dem Einfallswinkel i', dem i als Brechungswinkel entspricht; seine Polarisationsebene hat zum Azimuthe α', mithin erhält man nach geschehener zweiten Brechung

$$\text{cotang. } \alpha'' = \text{cotang. } \alpha' \cos (i' - i), \text{ aber}$$
$$\cos (i - i') = \cos (i' - i) \text{ mithin}$$
$$\text{cotang. } \alpha'' = \cos^2 (i - i') \quad (2)$$

Für einen senkrecht auffallenden Strahl ist $i = 0$, $i' = 0$, mithin cotang $\alpha'' = 1$, und $\alpha'' = 45^\circ$; ein solcher Strahl geht demnach ohne Änderung seines Polarisationszustandes durch.

Die Formel (2) gibt für eine Glasplatte, deren $n = 1.510$ war, bei den Einfallswinkeln 0°, 30°, 45°, 60°, 80°, 90°. die Azimuthe $\pm 45^\circ$, $\pm 46^\circ$, $\pm 47^\circ 34'$, $\pm 50^\circ 36'$, $\pm 59^\circ 5'$, $\pm 66^\circ 19'$. Die beobachteten Azimuthe stimmten mit diesen berechneten überein, und die Formel ist daher als richtig anzunehmen. Man sieht, daß sich die Polarisationsebenen immer mehr von der Einfalls- oder Brechungsebene entfernten, je mehr man den Einfallswinkel vergrößert.

Dieselben Veränderungen müssen auch in den Theilen eines natürlichen Strahls durch die Brechung erzeugt werden. Hat die Polarisationsebene der einen Hälfte des einfallenden Strahls zum Azimuthe + 45°, so muß die andere gleich intensive Hälfte das Azimuth — 45° haben; durch die Brechung wird der Winkel, den die Polarisationsebene der beiden Theile enschließen, größer als ein rechter: so liegt bei dem Einfallswinkel von 60° nach zwei Brechungen in einem von parallelen Ebenen begränzten Glase die Polarisationsebene des einen Theils 50°36′ rechts, und die des anderen um eben so viel links von der Brechungsebene; beide bilden daher den Winkel 101° 12′.

Das angeführte Gesetz belehrt uns auch über die Wirkung von mehreren auf einander folgenden Brechungen beim Durchgange eines unter + 45° polarisirten Lichtstrahls durch mehrere parallel über einander liegende Platten von gleicher materieller Beschaffenheit. Man erhält nach 2n Brechungen durch n parallele Platten

$$\cotang\, \alpha_n = \cos^n (i - i')$$

und ersieht, daß die Azimuthe der Polarisationsebenen der beiden Hälften, aus denen der natürliche Strahl zusammengesetzt gedacht wird, durch jede neue Brechung größer werden, bis endlich jedes den Werth von 90° erreicht, wo dann die Polarisationsebenen einander gerade entgegengesetzt liegen, folglich nur eine Polarisationsebenen bilden, und der Strahl als vollkommen polarisirt erscheint, jedoch in einer Ebene, die auf der Brechungsebene senkrecht steht.

Zwar kann dieser Fall niemals vollkommen eintreten; indem $\cos^n (i - i')$ niemals gleich Null seyn kann, indessen wird sich der Strahl schon vollkommen polarisirt zeigen, wenn nur die Azimuthe der Polarisationsebene wenig von 90° abweichen. So fand Brewster, daß der Lichtstrahl einer Wachskerze in einer Entfernung von 10 Fuß
bei dem Einfallswinkel von 78° 52′ durch 8 Platten
" " " " 61° " 24 "
merklich vollständig polarisirt erscheint; obwohl im ersten Fall das Azimuth der Polarisation nur 88° 50′, in zweiten 89° 36′ beträgt.

Die Anzahl der Platten, bei der eine vollständige Polarisation Statt findet hängt, wie man sieht, von der Größe

des Einfallswinkels und der Beschaffenheit des brechenden Mittels, aber auch von der Stärke des auffallenden Lichtes ab.

Hieraus ist ersichtlich, warum wir zur Erzielung einer vollständigeren Polarisirung durch einfache Brechung mehrere auf einander gelegte Glasplatten (eine sogenannte Glassäule) anwenden mußten.

Brewster zieht nun aus den angeführten Erfahrungen über die Änderungen der Polarisationsebene durch Brechung den Schluß, daß bei der unvollständigen Polarisation auch der gebrochene Antheil eines natürlichen Strahls, so wie der reflectirte, in allen seinen Theilen geändert sey, und nur scheinbar aus einem vollständig polarisirten, und einem völlig unpolarisirten Strahle zusammengesetzt erscheine.

Brewster zeigt auch, daß ein unvollständig polarisirter Strahl, wie er nach seiner Ansicht beschaffen ist, bei der Analyse durch den Doppelspath so gut zwei Bilder von ungleicher Intensität geben muß, wie wenn er aus einem vollkommen polarisirten und einem unpolarisirten Antheile zusammengesetzt wäre. Denn man lasse natürliches Licht von der Intensität $= 1$ auf eine spiegelnde Fläche dergestalt auffallen, daß es nur unvollständig polarisirt werde; so ist seine Intensität nach geschehener Reflexion vermög §. 115. Nr. 4.

$$J = \frac{1}{2}\left(\frac{\sin^2 (i - i')}{\sin^2 (i + i')} + \frac{1}{2}\,\frac{\tang^2 (i - i')}{\tang^2 (i + i')}\right)$$

Da das natürliche Licht aus zwei gleich intensiven Bündeln besteht, so wird die Intensität eines jeden nach vollendeter Reflexion $= \frac{J}{2}$ seyn müssen; das Azimuth α' wird für das eine Bündel rechts, für das andere links von der Reflexionsebene liegen, und durch die Formel:

$$\tang \alpha' = \frac{\cos (i + i')}{\cos (i - i')} \text{ gegeben.}$$

Fällt hierauf das reflectirte Licht auf einen Doppelspath, dessen Hauptschnitt mit der Reflexionsebene zusammenfällt, so gibt das eine Bündel zwei Bilder,

ein gewöhnliches von der Intensität $= \frac{J}{2} \sin^2 \alpha'$, und

ein ungewöhnliches „ „ $= \frac{J}{2} \cos^2 \alpha'$;

das andere ebenfalls zwei Bilder, wovon die Intensität

des gewöhnlichen $= \frac{J}{2} \sin^2 \alpha'$, und die

„ ungewöhnlichen $= \frac{J}{2} \cos^2 \alpha'$; folglich ist die Intensität

des totalen gewöhnlichen Bildes $= J \sin^2 \alpha'$ und jene
„ „ ungewöhnlichen „ $= J \cos^2 \alpha'$.

Demnach verhalten sich die Intensitäten der beiden Bilder wie $\sin.^2 \alpha' : \cos.^2 \alpha'$; sie sind also ungleich, wofern nicht $\alpha' = 45°$ ist, wo man aber anstatt eines unvollständig polarisirten Strahls einen natürlichen hat, der wirklich durch Zerlegung zwei gleich intensive Bilder gibt. Die Menge R des Lichtes, welches in der Einfallsebene oder in der Ebene des Hauptschnittes polarisirt zu seyn scheint, wird offenbar bestimmt durch den Unterschied in der Intensität der beyden Bilder; man hat also

$$R = J\,(\sin.^2 \alpha' - \cos.^2 \alpha');$$

substituirt man in diesem Ausdrucke die Werthe von α', so erhält man

$$R = J \left(\frac{\cos.^2 (i + i') - \cos.^2 (i - i')}{\cos.^2 (i + i') + \cos.^2 (i - i')} \right)$$

wo J nach der obigen Formel leicht bestimmt werden kann.

Es wird also auch nach Brewsters Ansicht erlaubt seyn, in einem unvollständig polarisirten Strahl von einem Antheile natürlichen und einem Antheile polarisirten Lichts zu sprechen; wofern man diese nicht als wirklich im Strahle enthalten annimmt, sondern hierunter Antheile versteht, die als solche erscheinen, sobald man den unvollständig polarisirten Strahl durch den Doppelspath analysirt. —

§. 118.

Wirkung der Hinterfläche durchsichtiger Körper auf das Licht.

Wir haben erfahren, daß die Lichtstrahlen bei jeder schiefen Reflexion und Brechung eine Veränderung ihres Polarisationszustandes erleiden, daß ferner der durch Brechung erzeugte Polarisationszustand von dem durch Reflexion bewirkten verschieden ist. Bedenken wir nun, daß das von einem durchsichtigen Körper reflectirte Licht nicht bloß die an der ersten Fläche zurückgeworfenen, sondern auch die Strahlen enthält, welche zwei Brechungen und eine Reflexion an der Hinterfläche erlitten haben, so ist klar, daß es aus Strahlen von verschiedener Polarisation besteht.

Dieß ist auch bei dem durchgelassenen Lichte der Fall, indem einige Strahlen desselben nur zwei Brechungen, andere aber zwei Brechungen und zwei Reflexionen erfahren haben.

Aus dieser Verschiedenheit der Polarisationszustände der Strahlen, die das reflectirte oder das durchgelassene Licht bilden, geht ein eigenthümlicher Zustand hervor, der davon abhängt: ob die Brechung oder die Reflexion das Übergewicht habe.

Um den eigentlichen Verlauf der Sache einzusehen, brauchte Brewster eine an einer Seite AE (Fig. 178.) schief abgeschnittene Glasplatte, und gab dem einfallenden Strahle SC die Richtung, daß er nach der Brechung in C, und nach der Reflexion in D die Fläche AE senkrecht traf, und daher ungebrochen und ohne Änderung des erlangten Polarisationszustandes hier durchging. Fielen dann Strahlen wie SC auf, die wie bei den früheren Versuchen in $\pm 45^\circ$ polarisirt waren, und zwar unter dem Einfallswinkel von 83°, dem ein Brechungswinkel von 42° entsprach, so veränderte sich nach §. 116. die Lage der Polarisationsebene durch die Brechung in C dergestalt, daß sie $\pm 53^\circ$ zum Azimuth erhielt. In diesem Azimuth der Polarisationsebene gelangt der Strahl an die Hinterfläche, und wird hier theilweise zurückgeworfen; das Azimuth des reflectirten Theils ergibt sich aus der Formel

$$\text{tang.}\, \alpha' = \text{tang.}\, 53^\circ \frac{\cos.(83+42)}{\cos.(83-42)},$$

woraus $\alpha' = 45^\circ\, 25'$; mithin ist das Licht bei seinem Austritte in F beinahe wieder in $\pm 45^\circ$ polarisirt, d. i. im natürlichen Zustande. Zur Erforschung der Wirkung einer zweiten Brechung des in D reflectirten Lichtes kittete Brewster auf die Fläche AE ein Stück AEG an, um eine von parallelen Seiten begränzte Platte zu erhalten. Er untersuchte hierauf mittelst eines Turmalinplättchens den Polarisationszustand des austretenden Strahls HJ, dessen Richtung offenbar mit dem in C reflectirten Lichte Cz parallel ist,; aus der Vergleichung desselben mit dem, den er beim senkrechten Durchgehen durch AE hatte, ergibt sich der Einfluß der Brechung in H. Die Untersuchung zeigte die Polarisationsebene des Strahls HJ im Azimuth $\pm 53^\circ$, (wie man es auch durch Rechnung findet), während der einfach reflectirte Strahl Cz seine Polarisationsebene in 37° hatte; folglich haben die zwei Brechungen C und H die

Reflexion in D überwältigt, und der Strahl HJ verhält sich so, als wenn er einen Antheil Licht enthielte, das senkrecht auf die Reflexionsebene polarisirt ist.

Die Veränderungen, die in diesem Falle an den beyden in $\pm 45^\circ$ polarisirten Lichtbündeln Statt fanden, müssen an einem natürlichen Strahl zugleich erfolgen, da man ihn aus zwei gleich intensiven und in $\pm 45^\circ$ polarisirten Theilen bestehend ansehen kann. —

Betrachten wir den Fall im Allgemeinen, so haben wir nach der Brechung eines natürlichen (d. i. im $\pm 45^\circ$ polarisirten) Lichtstrahls an der ersten Fläche:

$$\text{cotang. } \alpha' = \cos. (i - i'),$$

nach der Reflexion an der zweiten, zur ersten parallelen Ebene, wo der Einfallswinkel $= i'$, und der ihm entsprechende Brechungswinkel $= i$ ist,

$$\text{tang } \alpha'' = \text{tang. } \alpha' \frac{\cos. (i + i')}{\cos. (i' - i)}, \text{ aber}$$

$$\cos. (i' - i) = \cos. (i - i'), \text{ folglich}$$

$$\text{tang. } \alpha'' = \frac{\cos. (i + i')}{\cos.^2 (i - i')},$$

Nach der zweiten Brechung an der Vorderseite

$$\text{cotang. } \alpha''' = \text{cotang. } \alpha'' \cos. (i - i') = \frac{\cos.^3 (i - i')}{\cos. (i + i')}$$

Sobald $\cos. (i + i') = \cos. (i - i')^2$, so ist $\text{cotang. } \alpha''' = 1$, und α''' selbst $= 45^\circ$; d. h.

der Lichtstrahl wird nach zwei Brechungen, und einer dazwischen befindlichen Reflexion wieder den Character des gewöhnlichen Lichtes haben. Dieses tritt bei Glas, dessen Brechungsinder $= 1{,}525$ ist, bei dem Einfallswinkel von $78^\circ\ 7'$, und bei Wasser bei 80° ein. Ist der Einfallswinkel kleiner, so ist auch $\alpha''' < 45^\circ$, und der austretende Lichtstrahl erscheint als ein partiell durch Reflexion polarisirter, d. h. er enthält einen Lichtantheil, der in der Reflexionsebene polarisirt ist. Bei einem größeren Einfallswinkel ist $\alpha''' > 45^\circ$, mithin charakterisirt sich der Strahl, wie ein partiell durch Brechung polarisirter, d. h. ein Theil desselben erscheint senkrecht auf der Reflexionsebene polarisirt. — Hieraus ergibt sich das Gesetz: das

Licht, welches nach zwei Brechungen und einer dazwischen liegenden Reflexion ins Auge gelangt, verhält sich bei jedem Einfallswinkel von 0 bis zu einer bestimmten, vom Brechungsverhältnisse der Platte abhängigen Größe gerade so, als wenn es einen in der Reflexionsebene polarisirten Antheil enthielte, und es hat also bis zu dieser Gränze die Reflexion das Übergewicht; bei diesem Gränzwerthe, der durch die Gleichung

$$\cos.\,(i + i') = \cos.^3 (i - i')$$

gegeben ist, behält der Strahl den Character des gewöhnlichen Lichtes; über diesen Gränzwerth hinaus erscheint der Strahl gerade so, als wenn ein Theil desselben senkrecht auf der Reflexionsebene polarisirt wäre, und es hat demnach die Brechung das Übergewicht über die Reflexion.

Für den Strahl Dx, der nur eine Brechung und eine Reflexion erlitten hat, ist

$$\text{tang.}\,\alpha'' = \frac{\cos.\,(i + i')}{\cos.^2 (i - i')},$$

wo $\alpha'' = 45^\circ$ wird, wenn $\cos.^2 (i - i') = \cos.\,(i + i')$; dieß findet bei Glas unter 82°, 44′ Statt. Bei anderen Einfallswinkeln erscheint das Licht unvollständig polarisirt, und zwar bei einem kleineren in der Reflexionsebene, bei einem größeren in einer darauf senkrechten. —

Hieraus erhellt die Unsicherheit in der Beurtheilung des von dünnen Glasplatten reflectirten Lichtes, indem sich zu dem an der Vorderseite zurückgeworfenen, dasjenige vollkommen mischt, welches an der Hinterseite reflectirt wird, und das doch einen ganz anderen Polarisationszustand hat.

§. 119.

Erklärung der Polarisation und der doppelten Brechung nach der Undulationstheorie.

Die Erscheinungen der Polarisation nöthigten von der früheren Ansicht abzugehen, nach welcher man sich den Äther als ein elastisches Fluidum dachte, in welchem sich die an einander liegenden Theilchen unmittelbar berühren, auch nach Verhältniß des angewandten Druckes verdichten lassen, und

so die Schwingungen der Äthertheilchen nach der Richtung des Strahls geschehen. Denn wäre dieses der Fall, so ist nicht einzusehen, wie der Strahl in Beziehung auf die eine Seite anders modificirt erscheinen könnte, als in Beziehung auf die um einen rechten Winkel von ihr abstehende. Fresnel begründete daher die Ansicht, daß die Schwingungen der Ätherteilchen in Ebenen geschehen, die auf der Richtung des Strahls (auf der Fortpflanzungsrichtung der Welle) senkrecht stehen. Wir finden ähnliche Bewegungen an einem horizontal gespannten Seile, das an einem Ende senkrecht auf seine Länge hin und her bewegt wird; die an dem Ende bewirkte Ausbeugung pflanzt sich nach der ganzen Länge fort, so daß das Seil die Gestalt einer wellenförmigen Curve erhält. Dabei schwingen die Theile offenbar nach einer Richtung, die auf der Richtung der Fortpflanzung der Bewegung senkrecht steht. Es reicht hin, beym Äther einen solchen Grad der Adhäsion anzunehmen, wobei jedes Theilchen in den Stand gesetzt wird, nicht blos die in der Richtung seiner Bewegung liegenden Theilchen vor sich hinzustoßen, sondern auch die zunächst an der Seite liegenden mit sich fortzuziehen.

Haben diese Quervibrationen der Ätherteilchen sämmtlich eine und dieselbe Richtung, so heißt der Strahl ein vollständig polarisirter, und die Ebene, welche auf dieser constanten Richtung der kleinen Oscillationen senkrecht steht, ist seine Polarisationsebene.

Bei Strahlen, die entgegengesetzt, oder unter einem rechten Winkel polarisirt sind, vibriren die Theilchen des einen Strahls in einer Ebene, die auf der Schwingungsebene der Theilchen im anderen Strahle senkrecht steht.

Wenn zwei geradlinige Schwingungen von gleicher Schwingungsdauer, deren Richtungen einen rechten Winkel einschließen, in einem Punkte in gleicher Phase zusammentreffen; so findet man die Richtung und die Amplitude der resultirenden Schwingung nach der Regel des Parallelograms der Kräfte, indem man ihre Amplituden durch proportionale, in der Richtung der Schwingungen gezogene Linien vorstellt, und das Parallelogram construirt. Die Diagonale dieses Parallelograms gibt die Amplitude, und die Richtung der resultirenden Schwingung, die offenbar wieder eine geradlinige ist, deren Phase mit jener der Seitenschwingungen übereinstimmt. Umgekehrt läßt sich jede geradlinige Schwingung in zwei auf einander rechtwinke-

lige geradlinige Schwingungen von gleicher Phase zerlegen, deren Richtungen und Amplituden durch die Seiten eines Parallelograms, dessen Diagonale die ursprüngliche Schwingung ist, vorgestellt werden. Ist a die Amplitude der ursprünglichen Schwingung, und α der Winkel, den sie mit einer Seite bildet; so sind die Amplituden der Seitenschwingungen

$$a\cos\alpha, \text{ und } a\sin\alpha$$

mithin einander gleich, wenn $\alpha = 45^{\circ}$.

Bei einem nicht polarisirten (natürlichen) Strahle geschehen die Schwingungen der Ätheriheilchen in allen möglichen verschiedenen geradlinigen Richtungen, die aber sämmtlich auf der Richtung des Strahles senkrecht stehen. Hier zeichnet sich keine Seite vor der andern aus. Da man die Schwingungen der einzelnen Ätheriheilchen in zwei auf einander senkrechte zerlegen kann, und wegen der Vielheit der Fälle die Zerlegung nach der einen Richtung eine eben so große Summe gibt, als die Zerlegung nach der andern Richtung; so ist ersichtlich, daß man den natürlichen Strahl hinsichtlich des Erfolgs betrachten kann, als bestehend aus zwei rechtwinklig gegen einander polarisirten Strahlen von gleicher Intensität und gleicher Phase.

Die doppelte Brechung und die Polarisation der zwey Bündel, in welche ein Lichtstrahl in einem doppeltbrechenden Körper gespalten wird, erklärt man im Allgemeinen auf folgende Weise: Es ist bekannt, daß Krystalle nach verschiedenen Richtungen eine verschiedene Elasticität besitzen; die Molecularkräfte, welche diese Verschiedenheit in der Elasticität des Krystalls erzeugen, wirken auch verschieden auf den die kleinsten Theilchen umgebenden Äther, so daß auch dieser nach verschiedenen Richtungen verschiedene Elasticität erhält. In den einaxigen positiven Krystallen wird der Äther durch die Molecularkräfte dergestalt modificirt, daß seine Elasticität in allen mit der optischen Axe parallelen Richtungen ein Maximum, in jeder darauf senkrechten Richtung ein Minimum wird, und in allen anderen gegen die Axe geneigten Richtungen Zwischenwerthe erhält. Bei den einaxigen negativen Krystallen fällt das Minimum der Elasticität in die Richtung der Axe, das Maximum in die darauf senkrechten Richtungen. In beiden Fällen ist bei den einaxigen Krystallen die Elasticität gleich in allen gegen die Axe gleich geneigten, und folglich auch in allen senkrecht auf der Axe stehenden Richtungen.

Fällt nun auf einen einaxigen Krystall schief gegen die Axe ein Lichtstrahl auf, der in der Ebene des Hauptschnittes polarisirt ist; so geschehen die Schwingungen seiner Ätheртheilchen in einer auf der Ebene des Hauptschnittes (der Polarisationsebene) senkrechten Richtung, mithin auch senkrecht auf die in dieser Ebene liegende optische Axe. Da aber in allen auf dieser Axe senkrechten Richtungen der Äther dieselbe Elasticität besitzt, so wird auch die Geschwindigkeit der Fortpflanzung in allen Ätherschichten, durch die sich die Bewegung erstreckt, und dieß bei jeder Neigung des Strahls gegen die Axe dieselbe seyn; somit erfolgt die Brechung des Strahls ganz nach dem gewöhnlichen Gesetze.

Ist jedoch der einfallende Strahl in einer auf dem Hauptschnitte senkrechten Ebene polarisirt, so erfolgen seine Schwingungen in einer Ebene, die durch den Strahl SA (Fig. 179.) und die Axe Ax geht, und zugleich in einer gegen den Strahl senkrechten Richtung z. B. DB. Diese Richtung ist offenbar gegen die Axe unter einem Winkel BDA geneigt, welcher den Winkel xAy, den der Strahl mit der Axe bildet, zu 90° ergänzt, und sich also mit der Neigung des Strahls gegen die Axe ändert; dieß hat, wegen der Verschiedenheit der Elasticität in den verschiedenen gegen die Axe geneigten Richtungen, die Folge, daß die Geschwindigkeit der Fortpflanzung wohl für eine bestimmte Neigung des Strahls gegen die Axe bei allen Äthertheilchen gleich bleibt, aber mit der Veränderung dieser Neigung einen andern Werth erhält; mithin wird der Strahl zwar einfach, jedoch auf die ungewöhnliche Art gebrochen.

Ist der Strahl in einer gegen den Hauptschnitt geneigten Ebene polarisirt, so oscilliren auch die Äthertheilchen in einer gegen den Hauptschnitt geneigten Ebene senkrecht auf der Richtung des Strahles, und die Wirkung ist genau dieselbe, wie sie entsteht, wenn man jede Schwingung in zwei andere zerlegt, wovon die eine in einer mit dem Hauptschnitte parallelen, die andere in einer darauf senkrechten Ebene Statt findet. Die Geschwindigkeit, mit der sich die erstere Schwingung fortpflanzt, ist offenbar verschieden von der, mit welcher die zweite fortschreitet; da aber eine andere Geschwindigkeit auch eine andere Richtung des Strahls bei der Brechung mit sich bringt, so werden die mit verschiedener Geschwindigkeit fortgehenden Theile des Strahls nach der Brechung verschidene Wege befolgen. Der einfallende Strahl wird also in zwei

Theile gespalten, in denen die Theilchen senkrecht auf einander schwingen, oder was dasselbe ist, die unter einem rechten Winkel polarisirt sind, und zwar wird derjenige Theil, der in der Ebene des Hauptschnittes polarisirt ist, wegen der sich gleichbleibenden Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schwingungen bei jeder Neigung des Strahls gegen die Axe, die gewöhnliche; der andere auf der Ebene des Hauptschnittes senkrecht polarisirte Theil, dessen Schwingungen sich mit jeder Änderung der Neigung gegen die Axe anders fortpflanzen, die ungewöhnliche Brechung erleiden. Nennen wir a die Amplitude eines Äthertheilchens, und zerlegen sie in zwei andere, die senkrecht auf einander stehen, und wovon die eine in die Richtung des Hauptschnittes, die andere in eine darauf senkrechte fällt, so sind die so entstehenden Amplituden der Seitenschwingungen, $a \sin. \alpha$, und $a \cos. \alpha$, wo α der Winkel ist, den die ursprüngliche Schwingungsrichtung des Theilchens (also die Polarisationsebene des Strahls) mit dem Hauptschnitte bildet. Die Intensitäten der beiden resultirenden Strahlen verhalten sich wie die Quadrate der Amplitude, und werden somit durch $a^2 \sin.^2 \alpha$ und $a^2 \cos.^2 \alpha$ ausgedrückt, wie es das früher besprochene Gesetz von Malus erfordert.

Fällt ein unpolarisirter Strahl auf einen einaxigen Krystall, so kann ohne Änderung der Wirkung die Zerlegung seiner Schwingungen auf die Art geschehen, daß die eine Hälfte des Strahls in der Ebene des Hauptschnittes, die andere in einer darauf senkrechten Ebene polarisirt erscheint; erstere Hälfte, deren Schwingungen senkrecht auf die Axe erfolgen, erleidet die gewöhnliche Brechung während die zweite auf die ungewöhnliche Weise gebrochen wird, indem, wie schon früher bemerkt wurde, die Schwingungsrichtung ihrer Äthertheilchen mit der Axe einen Winkel einschließt, der den Winkel des ungewöhnlichen Strahls mit der Axe zu 90° ergänzt. Auf diese Art geschieht es, daß der natürliche Strahl in zwei entgegengesetzt polarisirte Theile gespalten wird, die nach verschiedenen Gesetzen gebrochen werden. —

Nur in dem Falle, wo der Strahl parallel mit der Axe einfällt, erfolgen auch bei dem ungewöhnlichen Theile die Schwingungen senkrecht auf die Axe, darum ist ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieselbe, wie bei dem gewöhnlichen Theile; die Richtungen beider Strahlenhälften fallen daher zusammen, und es findet längs der Axe keine Trennung Statt.

Steht der ungewöhnliche Strahl auf der Axe senkrecht, so schwingen seine Äthertheilchen parallel mit der Axe, mithin in einer Richtung, nach welcher die Elasticität des Äthers am stärksten von derjenigen unterschieden ist, welche in der Richtung herrscht, in welcher die Schwingungen des gewöhnlichen Strahls vor sich gehen, deswegen ist auch der Unterschied der Elasticitäten, Geschwindigkeiten und Richtungen ein Maximum. In den dazwischen fallenden Lagen des ungewöhnlichen Strahls ist auch die Elasticität eine mittlere, folglich auch die Geschwindigkeit und die Brechung. Hieraus ist ersichtlich, daß dieser Lage gemäß der Unterschied der Geschwindigkeiten, und die daraus hervorgehende Trennung der Strahlen in der Axe Null ist, und so lange wächst, bis der ungewöhnliche Theil senkrecht auf der Axe durchgeht.

In Betreff der zweiarigen Krystalle, wollen wir hier nur bemerken, daß daselbst drey auf einander senkrechte Hauptrichtungen, welche Fresnel die Axen der Elasticität nennt, als wichtig unterschieden werden. In die Richtung der einen fällt das Maximum, in die der anderen das Minimum, und in die dritte ein zwischen beyden liegender Mittelwerth der Elasticität, der nach Verschiedenheit der Krystalle von beliebiger Größe seyn kann. Die Axe der mittleren Elasticität steht senkrecht auf der Ebene der beiden optischen Axen, die beyden andern aber liegen in dieser Ebene dergestalt, daß die eine den spitzen, die andere den stumpfen Winkel beyder optischen Axen halbirt. Aus dieser Annahme lassen sich die Gesetze der doppelten Brechung bei den zweiarigen Krystallen mit einer bewunderungswerthen Genauigkeit ableiten.

(Sieh Herschel über das Licht S. 55 — 518.) Baumgartners Suppl. (549 — 563).

Selbst über das Entstehen der Polarisation gibt die Undulationstheorie Aufschluß, indem sie zeigt, daß sie aus der Interferenz zweier Theile eines Lichtstrahls hervorgeht, in welche ein Strahl beim Wechsel der Mittel getheilt wird. —

§. 120.

Interferenzgesetze für polarisirte Strahlen.

Arago und Fresnel sind durch directe Versuche über die Interferenzen polarisirter, aus derselben Lichtquelle ausge-

hender Lichtstrahlen, wobei sie die dabei vorkommenden Schwierigkeiten mit einem ausgezeichneten Scharfsinne zu beseitigen wußten, zu folgenden merkwürdigen Resultaten gelangt:

1. Zwei in einer Ebene polarisirte Strahlen zeigen unter gleichen Umständen dieselben Interferenz-Erscheinungen, wie das unpolarisirte Licht. Davon überzeugt man sich, wenn bei dem Versuche über die Interferenz anstatt des gewöhnlichen Lichtes polarisirtes genommen wird. Die Resultate werden dieselben seyn, mag die Polarisationsebene was immer für eine Lage haben.
2. Zwei Strahlen von entgegengesetzter Polarisation heben sich im Falle des Zusammentreffens nicht auf, unter denselben Umständen, unter welchen unpolarisirte oder gleich polarisirte Strahlen sich vollständig aufheben würden.
3. Auch solche zwei Strahlen, die Anfangs entgegen gesetzt polarisirt wurden, hierauf aber auf einerley Polarisationsebene zurückgeführt werden, sind nicht im Stande, mit einander Interferenzen zu erzeugen.
4. Sind zwei Strahlen ursprünglich in derselben Ebene polarisirt worden, und werden dann in einander entgegengesetzte Polarisationszustände geführt; so bringen sie durch gegenseitiges Einwirken Interferenz-Erscheinungen hervor, wie das gewöhnliche Licht, wofern man sie von neuem in einerley Polarisation versetzt.

5) Ein Paar Lichtbündel, die in derselben Ebene polarisirt sind, und ein anderes, wo beide Lichtbündel in Beziehung auf einander in gleichem, aber rücksichtlich des ersten Paars im entgegengesetzten Zustande der Polarisation sich befinden, zeigen in dem Falle, wo die vier Lichtbündel durch doppelte Brechung zweier polarisirter Strahlen entstanden sind, selbst bei derselben Differenz der Wege (oder der Geschwindigkeiten) verschiedene Resultate der Interferenz, indem bei einem Paare eine Verstärkung, bei dem anderen eine Verlöschung derselben Strahlengattung eintritt, weßwegen auch die durch Interferenz erzeugte Farbe des einen Paars complementär zu der des anderen seyn muß. Man kann daher die Erscheinung des einen Strahlenpaars in die des andern verwandeln, wenn man die Differenzen der Wege bei einem Paare um eine halbe Wellenlänge vermehrt.

Von der Richtigkeit dieser Gesetze werden wir in den nachfolgenden Erscheinungen eine Bestättigung finden.

Aus der Undulationstheorie läßt sich leicht einsehen:

1. Daß Strahlen, die nach derselben Richtung polarisirt sind, sich interferiren können, indem die geradlinigen Schwingungen der den Strahlen zukommenden Äthertheilchen nach derselben Richtung vor sich gehen, folglich im Falle des Zusammentreffens zusammenfallen, und sich nach Beschaffenheit ihres Phasenunterschiedes entwedrr verstärken oder aufheben.
2. Bei Strahlen, die unter einem rechten Winkel polarisirt sind, erfolgen die Schwingungen rechtwinkelig auf einander, und können sich daher niemals durch Interferenz aufheben. Durch den Calcul gelangt man auch zu dem Resultate, daß in dem Falle, wo zwei gleich schnelle, parallele und geradlinige Schwingungen (also solche, die gleichfarbigen und gleichpolarisirten Strahlen angehören) in ungleicher Phase zusammentreffen, die Amplitude und die Phase der resultirenden Schwingung gefunden werden kann, wenn man ein Parallelogramm construirt, dessen anliegende Seiten den Amplituden der Seitenschwingungen proportional sind, und die einen dem Phasenunterschiede gleichen Winkel einschließen. Die durch diesen Winkel gelegte Diagonale gibt die Amplitude des resultirenden Strahls, und der von ihr und jeder Seite eingeschlossene Winkel gibt den Unterschied zwischen seiner Phase und der Phase des entsprechenden Seitenstrahls.

Es versteht sich von selbst, daß die Richtung der zusammengesetzten Schwingung mit der Richtung der parallelen Schwingungen übereinstimmt, und daher der durch Interferenz entstandene Strahl nach derselben Richtung, wie die Seitenstrahlen polarisirt ist. Hat man also zwei gleich gefärbte, und nach derselben Richtung polarisirte Strahlen, welche dieselbe Intensität, (mithin auch dieselbe Amplitude) haben, und im Momente des Zusammentreffens in ihren Phasen um 90° oder $\frac{1}{4}$ Undulation verschieden sind, so müssen die anliegenden Seiten des Parallelogramms gleich groß genommen werden und einen rechten Winkel einschließen. In einem solchen Parallelogramm schließt die Diagonale mit jeder Seite einen Winkel von 45° ein, und verhält sich zu jeder Seite wie $\sqrt{2}:1$, folglich ist die Intensität des resultirenden Strahls doppelt so groß als die eines Seitenstrahls, und ihre Phasen sind um 45°

oder $\frac{1}{8}$ Undulation von einander verschieden. — Aber so wie zwei Strahlen durch Interferenz zu einem vereinigt werden, so kann man sich auch jeden einfach erscheinenden, und nach einer gewissen Richtung polarisirten Strahl als durch Interferenz zweier anderen entstanden denken, deshalb einen jeden geradlinigen polarisirten Strahl von der Intensität $= J$ in zwei andere nach derselben Richtung polarisirte Bündel zerlegen, deren jeder die Intensität $\frac{J}{2}$ hat, und deren Phasen um $\frac{1}{4}$ Undulation von einander verschieden sind. Wir werden von dieser Zerlegung in der Folge öfters Gebrauch machen.

Zur Erklärung der Interferenz bei unpolarisirten Strahlen braucht man nur anzunehmen, daß der Wechsel in der Richtung der Schwingungen eine regelmäßige Folge beobachte; stimmt dann die Richtung der Schwingungen an einem Orte einmal zusammen, so wird dieß auch immer der Fall seyn.

Farbenerscheinungen im polarisirten Lichte.

§. 121.

I. An dünnen krystallisirter Blättchen.

Dünne Blättchen von Krystallen, welche das Licht doppelt brechen, gewähren im polarisirten Lichte unter gewissen Umständen glanzvolle Farbenerscheinungen, die den schönsten und interessantesten Erscheinungen der Optik beigezählt werden, und deren Entdeckung ganz der neuesten Zeit angehört. Arago machte die ersten von ihm darüber gemachten Erfahrungen im Jahre 1811 bekannt.

Um die Erscheinungen mit einer Regelmäßigkeit hervorzubringen, wie sie zur Ausmittelung der Gesetze erforderlich ist, muß man zu den Versuchen solche Substanzen wählen, welche von Natur blätterig sind, und deren Blätter sich leicht von einander spalten lassen, wie dieß z. B. beim blättrigen Gyps und beim Glimmer der Fall ist. Am besten eignet sich dazu der blättrige Gyps, der sich leicht in Blättchen von gleicher Dicke zerspalten läßt, und dabei schön durchsichtig und farbenlos ist. Dieser Krystall besteht aus prismatischen Krystallen, deren Grundflächen schiefwinklige in der Ebene der Blätter lie-

gende Parallelogramme sind. Er gehört zu den zweiaxigen Krystallen; seine beiden optischen Axen liegen in der Ebene seiner Blätter, einen Winkel von 60° mit einander einschließend; sein Hauptschnitt halbirt diesen Winkel, und steht auf der Blattfläche senkrecht.

Man bringe ein dünnes und gleich dickes Gypsblättchen auf das Tischchen H (Fig. 175.) des Polarisationsinstrumentes, so daß dasselbe von den am untern Spiegel C polarisirten Strahlen senkrecht getroffen wird; stelle in die Rahme K die Säule aus 10 oder 12 parallelen Glasplatten, und führe sie in die Lage, wo die Strahlen unter dem Winkel der vollkommenen Polarisirung auffallen, und die Einfallsebene mit der Reflexionsebene in C zusammenfällt. Hat man diese Einrichtung getroffen, so erscheint:

1. Das Gypsblättchen farbig, und zwar sowohl in dem Lichte, welches die Glassäule reflectirt, als auch in dem, welches sie durchläßt; jedoch ist die Farbe im reflectirten Lichte complementär zu der im durchgelassenen Lichte.
2. Dreht man das Blättchen in seiner Ebene ohne die Lage der Glassäule zu ändern, so bemerkt man, daß die Farbe wohl dieselbe bleibt, aber doch Veränderungen in der Intensität erleidet. Achtet man auf die Neigung des Hauptschnittes gegen die Polarisationsebene des durchgehenden Strahls, so überzeugt man sich bald, daß in den Fällen, wo diese Neigung 0°, 90°, 180°, 270° groß ist, die Farbe völlig verschwindet, das Blättchen aber im reflectirten Lichte durchsichtig, im durchgelassenen aber undurchsichtig erscheint. In diesen Fällen geht das polarisirte Licht durch das Gypsblättchen durch, ohne doppelt gebrochen zu werden, oder eine Änderung seines Polarisationszustandes zu erfahren, weßwegen es von der Glassäule vollständig reflectirt, und gar nicht durchgelassen wird. Während der Drehung des Hauptschnittes von 0° bis 90° nimmt im reflektirten und durchgelassenen Lichte die Lebhaftigkeit der Farbe stuffenweise zu, erlangt bei 45° ihr Maximum, und nimmt hierauf bis zum völligen Verschwinden wieder ab. Dieselben Veränderungen werden in jedem Quadranten wahrgenommen; jedesmal erreicht die Farbe ihren größten Glanz, wenn der Hauptschnitt die Mitte eines jeden Quadranten einnimmt.
3. Läßt man das Blättchen ruhig in der Stellung, wo die Farbe am intensivsten hervortritt, und dreht die Rahme K mit

der Glassäule um die Axe des Rohrs um 90°, so geht die Farbe in die complementäre über. Man sieht dann im reflectirten Lichte dieselbe Farbe, die man bei der vorigen Stellung im durchgelassenen gesehen hat, und umgekehrt. Wird bei dieser Lage der Glassäule, deren Einfallsebene jetzt auf der Reflexionsebene in C senkrecht steht, das Gypsblättchen in seiner Ebene gedreht; so werden dieselben Änderungen in der Intensität der Farbe beobachtet, wie in dem vorhin betrachteten Falle, nur mit dem Unterschiede, daß gegenwärtig das Blättchen in den Lagen, wo sein Hauptschnitt mit der Polarisationsebene parallel oder auf ihr senkrecht steht, im reflectirten Lichte undurchsichtig, im durchgelassenen durchsichtig erscheint; denn bei diesen Lagen geht der polarisirte Strahl einfach und ohne Änderung seines Polarisationszustandes durch das Gypsblättchen durch, entzieht sich aber an der Glassäule der Reflexion, und wird ganz durchgelassen.

4. Mit der Veränderung der Dicke des Blättchens ändert sich auch die Beschaffenheit der Farbe, weßwegen auch bei einer Ungleichheit der Dicke verschiedene Farben sich darbiethen.

Biot bestimmte mit großer Schärfe die jeder Farbe entsprechende Dicke des Blättchens, und kam zu dem merkwürdigen Resultate: daß zwischen den Farben und dem Verhältnisse der Dicken der Gypsblättchen genau derselbe Zusammenhang Statt finde, wie zwischen den Farben der durch Reflexion erzeugten Newtonischen Ringe, und den ihnen entsprechenden Abständen der beiden reflectirenden Flächen (den Dicken der Blättchen). Nennt man d und d′ die zweien Farben entsprechenden Dicken der Gypsblättchen, und c, c′ die Dicken der Luftschichten am Newtonischen Farbenglase, bei welchen dieselben Farben im reflectirten Lichte zum Vorschein kommen, so hat man $d : d' = c : c'$. Da die jeder Farbe zukommenden Werthe von c und c′ aus Newtons Messungen bekannt sind, so braucht man nur die einer Farbe zukommende Dicke d zu kennen, um sogleich die einer andern entsprechende zu finden.

Biot überzeugte sich von der vollkommenen Analogie mit den Newtonischen Ringen auch durch den Umstand, daß die Farbe, welche während der senkrechten Stellung der Einfallsebene an der Glassäule auf der Reflexionsebene des unteren Spiegels bei der Dicke d erschien, auch wieder bei den Dicken 3d, 5d, 7d, ja, wenn die Einfallsebene um 90° gedreht wurde, auch bei den Dicken 2d, 4d, zum Vorschein kam.

Die Dicke des Blättchens, bei der eine Farbe von einer gewissen Ordnung zum Vorschein kommt, ist vielmal größer, als die Dicke der Luftschichte, welche zur Hervorbringung derselben Farbe bei den Newtonischen Ringen erforderlich ist. Sie ist bei Krystallen verschiedener Art auch verschieden, und richtet sich nach dem Unterschiede der Geschwindigkeiten der zwei Lichtbündel, in welche sich der durchgehende Lichtstrahl durch doppelte Brechung zerspaltet. Bei einem Blättchen, welches das schöne Blau der zweiten Ordnung zeigte, fand Biot die Dicke 0.0824 Millimeter. Blättchen, die zu dünn oder zu dick sind, zeigen keine Farben mehr, wie dieß auch bei den Newtonischen Ringen der Fall ist, die bei einer zu dünnen oder zu dicken Luftschichte auch nicht mehr wahrgenommen werden.

5. Da die Erscheinung der complementären Farben im reflectirten und durchgelassenen Lichte offenbar darin ihren Grund hat, daß der durch Reflexion entstandene Polarisationszustand dem durch Brechung bewirkten entgegengesetzt ist; so ist begreiflich, daß man beide Farben auf einmal wahrnehmen muß, wenn anstatt der oberen Gläser ein Doppelspath angewendet, und das Blättchen vermittelst desselben angeschaut wird; denn dieser theilt, wie bekannt, das durchgehende Licht in zwei Strahlenbündel, deren Polarisationsebenen auf einander senkrecht stehen. Bei diesem Versuche schließt man die Röhre am Polarisationsinstrumente unten mit einem Deckel, dessen in der Mitte befindliche Öffnung mit dem Gypsblättchen bedeckt wird; und diese Öffnung ist es, die man durch den Doppelspath doppelt, und von complementären Farben sieht, jedoch nicht in allen Fällen. Denn, wenn der Hauptschnitt des Blättchens mit der ursprünglichen Polarisationsebene des Strahls und mit dem Hauptschnitte des Doppelspaths zusammenfällt, oder auf diesen Ebenen senkrecht steht, so erblickt man nur ein einziges weißes Bild, und zwar im ersten Falle das gewöhnliche, im zweiten das ungewöhnliche. In allen Zwischenlagen sieht man zwei Bilder mit complementären Farben, deren höchster Glanz dann eintritt, wenn der Hauptschnitt des Blättchens gegen die beiden andern Ebenen um $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$, $\frac{7}{2}$ Quadranten geneigt ist.

Wird der Hauptschnitt des Doppelspaths durch Drehung in eine auf die ursprüngliche Polarisationsebene senkrechte Stellung gebracht, so sind die Erscheinungen dieselben; nur

daß das ungewöhnliche Bild an die Stelle des gewöhnlichen tritt, und umgekehrt. Man bemerkt auch noch dann dieselben Phänomene, wenn der Hauptschnitt des Doppelspaths weder parallel noch senkrecht mit der ursprünglichen Polarisationsebene ist; es wird nämlich nur ein einziges weißes Bild entstehen, wenn die Hauptschnitte der beiden Krystalle mit einander zusammenfallen, oder einen rechten Winkel bilden, in allen Zwischenlagen erscheinen zwei gefärbte Bilder, deren Lebhaftigkeit das Maximum erreicht, wenn die Neigung der Hauptschnitte eine ungerade Anzahl von halben Quadranten ist.

6. Werden mehrere gleichartige Blättchen auf die Art übereinander gelegt, daß ihre Hauptschnitte genau parallel zu einander sind, so wirken sie auf das durchgehende Licht, so wie ein Blättchen, dessen Dicke den Dicken der einzelnen Blättchen zusammengenommen gleich ist. Wenn aber zwei Blättchen von ungleicher Dicke so auf einander liegen, daß ihre Hauptschnitte sich unter rechten Winkeln kreuzen, so geht eine Farbe hervor, die genau der Differenz ihrer Dicke entspricht.

7. Das eben erwähnte Gesetz findet auch dann noch Statt, wenn die aufeinander gelegten Blättchen ungleichartig sind, aber beide entweder zu den positiven, oder beide zu den negativen Krystallen gehören. Ist jedoch ein Blättchen von einem positiven Krystalle, das andere von einem negativen, so wirken sie bei parallelen Hauptschnitten wie ein dünneres Blättchen. Beim Kreutzen der Hauptschnitte unter rechten Winkeln ist es umgekehrt. Stimmt die Wirkung mit der einer dickeren Platte überein, so kommen die Farben der entfernteren, schwach glänzenden Ringe in Newtons Farbenglase hervor; ist sie aber die eines dünneren Blättchens, so erscheinen die Farben der näheren lebhafteren Ringe. Dieß gewährt uns ein Mittel zu erkennen, ob ein Krystall positiv oder negativ ist.

8. Ändert man die Neigung des Blättchens gegen den einfallenden polarisirten Strahl, während sein Hauptschnitt gegen die anfängliche Polarisationsebene um 45° geneigt bleibt; so ändert sich auch die Beschaffenheit der Farbe, indem die schief gehenden Strahlen einen längeren Weg im Blättchen zurücklegen, und es daher so ist, als wenn der Krystall dicker geworden wäre. Indessen hängt in diesem schon complicirten Falle das Resultat auch davon ab, ob das

Blättchen um die optische Axe (bei zweiaxigen um die Linie, die den Winkel der Axe halbirt), oder um eine darauf senkrechte Linie gedreht wird. Im ersten Falle erscheinen wirklich die Farben, die der größeren Dicke beim senkrechten Einfallen entsprechen; aber im zweiten Falle treten die einer kleineren Dicke zukommmenden Farben hervor, und es ist sogar möglich, daß die Farbe bei jeder Neigung des Blättchens gegen den Strahl ungeändert verbleibt.

Die durch alle Zwischenstuffen vor sich gehende Farbenänderung z. B. eines Glimmerblättchens, dessen Neigung gegen die einfallenden Strahlen mehr und mehr geändert wird, kann zur Construction eines Farbenmessers angewendet werden. (Sieh Fechners Repertorium II. B. 277, oder Schweiggers Journal LXII. 246.)

§. 122.

Erklärung dieser Erscheinungen nach der Undulationstheorie.

Fresnel erklärt die Farbenerscheinungen in dünnen krystallisirten Blättchen auf eine ganz befriedigende Weise aus den für das polarisirte Licht aufgestellten Interferenzgesetzen. Es sey Pp (Fig. 180.) die ursprüngliche Polarisationsebene des Strahls, Kk der Hauptschnitt des Krystallblättchens, der mit Pp einen spitzigen Winkel bildet, Dd sey der Hauptschnitt des Doppelspaths durch den der Beobachter auf das Blättchen hinsieht. Durch den Punkt A gehe der in der Ebene Pp polarisirte Strahl senkrecht auf die Ebene des Papiers durch, und er wird im Blättchen in zwei Bündel getheilt, wovon das gewöhnliche o in der Richtung AK das ungewöhnliche e in der darauf senkrechten Ebene AE polarisirt erscheint. Die beiden Bündel o und e sind nach dem Austritte aus einem so dünnen Blättchen nicht so weit von einander getrennt, daß man sie einzeln wahrnehmen könnte; allein sie bewegen sich im Innern des Krystalls mit ungleichen Geschwindigkeiten, und die Wellen des einen können mit den Wellen des andern nicht mehr genau übereinstimmen, so als wenn bei gleicher Geschwindigkeit eine Ungleichheit der Wege eingetreten wäre. Dessen ungeachtet können sie keine Interferenzen geben, da sie in Ebenen, die senkrecht auf einander stehen, polarisirt sind; man sieht daher weder Farben noch sonst etwas auffallendes, wenn das polarisirte Licht nur durch das dünne Blättchen durchgeht. Ge-

langen aber die beiden Lichtbündel auf einen Doppelspath, dessen Hauptschnitt mit Kk einen spitzigen Winkel bildet, so wird o in zwei Theile oo und oe zerspalten, davon ist oo in der Ebene des Hauptschnittes AD, und oe in der darauf senkrechten, und auf der andern Seite von AK liegenden Ebene AB polarisirt. Auch das in der Richtung AE polarisirte Bündel e wird sich in zwei Theile eo und ee theilen, davon hat eo seine Polarisation in der Ebene AD, und ee in der darauf senkrechten, und auf die andere Seite von AE fallenden AF. Demnach sind oo und eo in derselben Ebene AD, und oe mit ee ebenfalls in einer auf der ersteren senkrecht stehenden Ebene BF polarisirt. Die zwei ersteren, die in ihren Richtungen zusammenfallen, bringen das gewöhnliche, die beiden andern, auch in gleichen Richtungen gehenden, das ungewöhnliche Bild hervor. Die Strahlen eines Paars waren zwar vor dem Eintritte in den Doppelspath unter einem rechten Winkel polarisirt; sie sind aber im Doppelspath auf gleiche Polarisation zurückgebracht worden, und waren auch ursprünglich nach einerley Richtung polarisirt; mithin sind sie der Interferenzen fähig, und da oo nur die gewöhnliche Brechung im Gypsblättchen und im Doppelspath erfahren hat, während eo auf die ungewöhnliche Weise im Blättchen, und auf die gewöhnliche im Doppelspath gebrochen wurde, so muß die Wellenfolge des einen hinter der des andern um etwas zurückbleiben, und beide Bündel sind als solche anzusehen, die ungleiche Wege durchlaufen haben, weßhalb sie auch diesem Unterschiede der Wege gemäß auf einander einwirken, und Interferenz-Erscheinungen hervorbringen werden. Beträgt der Weg um den das eine Bündel sich verzögert eine oder mehrere Wellenlängen einer gewissen Farbe, so wird eine Verstärkung dieser Farbe eintreten, während die Farbenstrahlen des weißen Lichtes, deren Wellenlängen so beschaffen sind, daß der Verzögerungsraum des einen Bündels einer geraden Anzahl von halben Wellenlängen gleich ist, völlig verlöschen.

In Betreff des andern entgegengesetzt polarisirten Strahlenpaares läßt sich dieselbe Schlußfolge führen; oe wird im Blättchen gewöhnlich und im Doppelspath ungewöhnlich gebrochen; dagegen erlitt ee in beiden Krystallen die ungewöhnliche Brechung; demnach findet derselbe Unterschied der Geschwindigkeiten oder der Wege Statt, wie im ersten Paare, und folglich sollte auch die Interferenz-Erscheinung dieselbe seyn.

Allein die Erfahrung lehrt, daß die Farbe des ungewöhnlichen Bildes complementär zu der des gewöhnlichen, und mithin diejenige ist, die man durch Interferenz erhält, wenn der bei dem ersten Paare Statt habende Verzögerungsraum um eine halbe Wellenlänge vermehrt oder vermindert wird. Es muß daher von einem der beiden Lichtbündel eine halbe Undulation gewonnen oder verloren werden. (Fig. 121. 4.) Fresnel erklärt dieß aus dem Umstande, daß bey dem einen Bilde die Polarisationsebenen, die getrennt waren, durch entgegengesetzte Bewegungen vereinigt werden: so wird die des Bündels oo von AK nach AD, und die des Bündels eo von AE nach AD gebracht; während auf der andern Seite die Polarisationsebenen durch solche Bewegungen in eine Ebene geführt werden, welche in derselben Richtung Statt finden, in der die Trennung der Polarisationsebenen von AP nach AK und AE vor sich gegangen ist: so wird die Polarisationsebene des oe von der Lage AK noch weiter nach AB, und die des ee von AE nach AF versetzt. Im ersten Falle verstärken die Theile einander, im letzteren suchen sie sich aufzuheben, und bringen eine Wirkung hervor, als wenn sie um eine halbe Undulation mehr verschieden wären, als die beiden ersteren Bündel.

Die Größe des Verzögerungsraumes, und somit die Beschaffenheit der Farbe wird bestimmt:

1. Durch die Dicke des Blättchens; denn da sich ein Bündel langsamer als das andere beweget, so wird es desto mehr hinter dem andern zurückbleiben, je länger die Bewegung im Blättchen dauert, oder je dicker das Blättchen ist. Hieraus wird die Analogie mit den Erscheinungen der Newtonischen Farbenringe, erklärbar; und auch ersichtlich, daß hier eine größere Dicke des Blättchens nöthig ist als dort, indem das Zurückbleiben des einen Strahls erst bey einer merklichen Dicke eine halbe Wellenlänge betragen kann.
2. Durch den Unterschied der Geschwindigkeiten oder der Brechungsexponenten bei dem gewöhnlichen und ungewöhnlichen Strahl. Sind die Brechungsexponenten nur wenig von einander verschieden, so wird eine bedeutende Dicke des Krystalls erfordert, bis eine Wirkung der Interferenz sichtbar wird; dagegen wird bei einem größeren Unterschied der Brechungsverhältnisse schon ein recht dünnes Blättchen farbig erscheinen.

Auch die übrigen bei den Farbenerscheinungen an dünnen Krystallblättchen vorkommenden Umstände lassen sich mit Leichtigkeit erklären. Man sieht bald ein, daß in den Fällen, wo der Hauptschnitt des Blättchens mit der ursprünglichen Polarisationsebene, oder dem Hauptschnitte des Doppelspathes zusammenfällt, oder auf einer dieser Ebenen senkrecht steht, keine doppelte Brechung entweder im Blättchen, oder im Doppelspath eintritt, und somit auch keine Interferenz eintreten kann. Daß die Lebhaftigkeit der Farbe dann am größten ist, wenn der Hauptschnitt des Blättchens mit den beyden andern Ebenen 45° bildet, kommt daher, weil in diesem Falle die Intensitäten der interferirenden Lichtstrahlen gleich sind, daher die Verstärkung oder Verlöschung der Farben am vollkommensten vor sich geht.

Auch der Einfluß der Neigung des Blättchens gegen den einfallenden Strahl findet in der Undulationstheorie seine Erklärung.

Die unter 6. im §. 121. angeführte Erscheinung ist hieraus zu erklären, daß bei parallelen Hauptschnitten der gewöhnliche Strahl des ersten Blättchens in allen nachfolgenden die gewöhnliche, der ungewöhnliche aber in allen die ungewöhnliche Brechung erleidet, und folglich die Verzögerung des einen Strahls mit der Anzahl der Blättchen wächst. Wenn sich jedoch die Hauptschnitte kreuzen, so wird der gewöhnliche Strahl des ersten im zweiten ungewöhnlich, der ungewöhnliche aber gewöhnlich gebrochen; folglich wird der Strahl, der sich im ersten Blättchen langsamer bewegte, im zweiten vor dem andern vorauseilen, weswegen der Verzögerungsraum demjenigen gleicht, welcher dem Unterschiede der Dicken entspricht.

Liegen zwei Krystallblättchen, wovon das eine negativ, das andere positiv ist, mit parallelen Hauptschnitten übereinander, so ist der Erfolg leicht einzusehen, wenn man berücksichtiget, daß der ungewöhnliche Strahl im negativen Blättchen sich schneller, im positiven, wo er wieder ungewöhnlich gebrochen wird, langsamer bewegt als der gewöhnliche; mithin ist es wieder so, als wenn das Licht durch ein dünneres Blättchen gegangen wäre.

Die Farbenerscheinungen beim Gebrauche der Glassäule lassen sich auf ähnliche Weise erklären. Denken wir uns den Hauptschnitt des Blättchens in der Lage, wo er mit der ursprünglichen Polarisationsebene und mit der Einfallsebene an der Glassäule den Winkel von 45° einschließt; der polarisirte

Strahl, dessen Intensität = J seyn soll, wird beim Durchgange durch das Blättchen in zwei Theile gespalten, wovon der eine in + 45° polarisirt ist, und die Intensität

$$J \cos^2 45^\circ = \frac{J}{2}$$ hat,

der andere ist in — 45° polarisirt, und hat die Intensität

$$J \sin^2 45^\circ = \frac{J}{2}.$$

Gelangt das gewöhnliche Bündel auf die Glassäule unter dem Polarisationswinkel, so wird ein Theil desselben reflectirt, der andere durchgelassen, und zwar wird die Polarisationsebene des reflectirten Antheils, dessen Intensität

$$= \frac{J}{2} \cos^2 45^\circ = \frac{J}{4}$$ ist,

mit der Einfallsebene zusammenfallen; die des durchgelassenen, der zur Intensität $\frac{J}{2} \sin^2 45^\circ = \frac{J}{4}$ hat, (vorausgesetzt, daß man von jeder Verschluckung abstrahirt) darauf senkrecht stehen. Dasselbe findet auch Statt bei dem ungewöhnlichen in — 45° polarisirten Bündel; sein reflectirter Antheil, auch von der Intensität $\frac{J}{4}$, erscheint in der Einfallsebene, der durchgelassene eben so intensive darauf senkrecht polarisirt. Demnach besteht das reflectirte Licht aus zwei Theilen, davon gehört der eine dem, durch doppelte Brechung im Blättchen entstandenen gewöhnlichen, der andere dem ungewöhnlichen Bündel; beide sind nach derselben Richtung polarisirt, aber wegen der ungleichen Geschwindigkeit im Plättchen, muß der eine Theil dem andern voreilen; deshalb werden, wie beim Gebrauche des Doppelspaths, Interferenz-Erscheinungen hervorgehen, die wegen der gleichen Intensität der Strahlen besonders lebhaft seyn müssen.

In Betreff des durchgelassenen Lichtes ist dasselbe zu bemerken, nur müssen wegen der entgegengesetzten Polarisation die Farben, die durch Interferenz entstehen, zu denen im reflectirten Lichte complementär seyn.

Ist das, auf das Blättchen kommende Licht nicht polarisirt, so sind keine Farbenerscheinungen möglich; denn der natürliche Strahl besteht aus zwei unter einem rechten Winkel polarisirten Bündeln von gleicher Intensität; jedes derselben erzeugt Farben, aber da diese complementär seyn müssen, und zugleich zusammenfallen, so erscheint nichts als weißes Licht.

§. 123.

II. Farbenringe.

Eine zweite Farbenerscheinung biethet sich uns in den Farbenringen (oder isochromatischen Curven) dar, die man erhält wenn man polarisirtes Licht durch eine Krystallplatte, deren Ebene senkrecht auf der optischen Axe steht, in senkrechter Richtung leitet; und hierauf das Blättchen mittelst eines Turmalins oder eines Doppelspaths anschaut. Den Bemühungen Brewsters, Biots und Seebecks verdanken wir die Entdeckung und die Untersuchung dieser herrlichen Erscheinung.

Am leichtesten erzeugt man diese Farbenringe, wenn man eine Doppelspathplatte, die senkrecht gegen die Axe geschnitten ist, zwischen zwei Turmalinplatten legt. Kreuzen sich die Axen der Turmaline, und bringt man eine Turmalinplatte ganz nahe an das Auge, so erblickt man glänzende Farbenringe, mit einem sie durchschneidenden schwarzen Kreuze. Um dem Gesichtsfelde eine gleichmäßige Erleuchtung zu geben, und um nicht durch die, in derselben Richtung liegenden Gegenstände gestört zu werden, bringt man vor die erste Turmalinplatte eine Glaslinse so an, daß ihr Brennpunkt ungefähr in die Doppelspathplatte fällt. Mit diesem Apparat kann man die Farbenringe auch in einem finsteren Zimmer auf einer weißen Tafel, die in mäßiger Entfernung vor der zweiten Turmalinplatte gehalten wird, darstellen.

Da die erste Turmalinplatte nur zur Polarisirung des Lichtes dient, so kann sie auch durch eine geschwärzte Glasplatte, die von den Lichtstrahlen unter dem Polarisationswinkel getroffen wird, vertreten werden.

Besonders lebhaft und frey von jedem fremdartigen Farbenton bringt man die Ringe mittelst des Nicol'schen Doppelspath-Rhomboeders hervor*, welches durch die Figur 181 im

---

*) Pogg. XXIX. B. S. 183.

Durchschnitt und in seiner natürlichen Größe dargestellt ist; aba'b' ist nämlich der Hauptschnitt dieses Rhomboeders, die Längenkanten ab' und ba' sind zwei der natürlichen stumpfen Kanten, die Endflächen ab und a'b' sind so geschliffen, daß sie anstatt wie im natürlichen Zustande in a und a' Winkel von etwa 71° mit den Kanten zu bilden, daselbst nur Winkel von 68° einschließen. Dieser so zugerichtete Rhomboeder ist in der Ebene bb' senkrecht gegen den Hauptschnitt und gegen die beiden Endflächen ab und a'b' durchschnitten; und nachdem die Schnittflächen beiderseits polirt worden sind, werden sie mit Canadabalsam zusammen gekittet. Das Ganze steckt in dem Korke pppp, der zu diesem Behufe der Länge nach durchschnitten, und wieder zusammen gekittet worden ist.

Sieht man der Länge nach parallel den Kanten ab' und ba' durch das Rhomboeder nach einem Gegenstande, so erblickt man nur das gewöhnliche Bild, das ungewöhnliche kommt erst zum Vorscheine, wenn man die Längenaxe des Instruments sehr stark gegen die Gesichtslinie neigt, darum wirkt es beim geraden Hindurchsehen nicht im mindesten störend ein. Dabei besitzt das Gesichtsfeld eine zu optischen Versuchen hinlängliche Größe.

Der Grund dieser großen Divergenz der Bilder liegt in der Wirkung des Canadabalsams, der wegen seines Brechungsverhältnisses (1,549), das zwischen dem gewöhnlichen und dem ungewöhnlichen des Doppelspaths liegt, die beiden Strahlen vor ihrem Eintritte in die hintere Hälfte des Rhomboeders im entgegengesetzten Sinne ablenken muß.

Um die Farbenringe zu erhalten, setzt man den Apparat auf folgende Art zusammen: der genannte Rhomboeder wird mit dem Korke, worinn er steckt, in eine messingene Röhre gebracht, die in die Öffnung eines kurzen hohlen Cylinders eingeschraubt ist. In diesem Cylinder ist zur gleichmäßigen Erleuchtung des Gesichtsfeldes eine kleine Zerstreuungslinse angebracht; in ihn läßt sich auch ein anderer ebenfalls kurzer und hohler Cylinder einschieben, welcher die senkrecht auf die Axe geschnittene Doppelspathplatte trägt. Leitet man auf die letztere polarisirtes Licht, z. B. mittelst eines kleinen, vor der Platte befindlichen, geschwärzten Glasspiegels, und schaut längs des Rhomboeders durch, so nimmt man eine Reihe der lebhaftesten Farbenringe wahr.

Die näheren Bestimmungen dieser Erscheinung sind: —

1. Wenn die Axen der Turmaline, oder der Hauptschnitt des Doppelspaths mit der ursprünglichen Polarisationsebene rechte Winkel bilden, so erscheinen die Ringe von einem schwarzen Kreuze durchschnitten (Fig. 182.).
2. Dreht man das eine Turmalinplättchen, oder den Doppelspath-Rhomboeder um 90°, so treten in jedem einzelnen Punkte complementäre Farben hervor, und das schwarze Kreuz verwandelt sich in ein weißes (Fig. 183.).
3. Bei mehreren einaxigen Krystallen, aus denen Platten senkrecht auf die Axe geschnitten werden, wie bei Platten von Doppelspath, Beryll, Turmalin, erscheint die Folge der Farbenringe genau übereinstimmend mit den durch Reflexion entstehenden Newton'schen Farbenringen. Bei anderen einaxigen Krystallen, wie z. B. bei Blättchen von Apophyllit weicht die Farbenfolge von der bei den Newtonschen Ringen zu sehr ab. Im Apophyllite von der gewöhnlichen Art erscheinen die Ringe selbst im weißen Lichte beinahe ganz schwarz und weiß.
4. Sind die Platten vollkommen homogen, so kann man sie um ihre eigene Axe drehen, ohne eine Änderung in der Beschaffenheit des Kreuzes, oder der Ringe wahrzunehmen; aber bei dem kleinsten Mangel an Homogeneität tritt eine Verzerrung der Ringe, oder eine Biegung der Arme des Kreuzes ein.
5. Bei derselben Platte erscheinen die Ringe desto größer, je weiter man das Auge von ihr entfernt, und je dünner sie ist: und zwar sind unter übrigens gleichen Umständen die Quadrate der Halbmesser der Ringe von derselben Ordnung den Quadratwurzeln aus der Dicke des Blättchens verkehrt proportionirt.
6. Werden zwei Platten, die beyde negativ, oder beyde positiv sind, über einander gelegt, so verkleinern sich die Ringe; dagegen werden sie größer, sobald die Platten von entgegengesetzter Art sind.
7. Sind die Platten schief gegen die Axe geschnitten, so zeigen sich die Ringe oval.
8. Bei zweiaxigen Krystallen werden die Platten senkrecht auf die Linie, welche die Neigung der optischen Axen halbirt, geschnitten. Die Erscheinung der Farbenringe tritt hier ganz

anders hervor, indem sich um jede Axe ein eigenes Ringsystem bildet (Fig. 184.). Die Verbindung dieser beyden Ringsysteme zeigt sich insbesondere gut an solchen Krystallen, wo die Axen nur einen kleinen Winkel einschließen, wie dieß z. B. beim Salpeter der Fall ist, der in langen sechsseitigen Prismen krystallisirt, so daß die senkrecht auf die Seiten geführten Durchschnitte reguläre Sechsecke bilden. Seine zwei optischen Axen sind um 5° 20′ gegen einander geneigt, und liegen in einer Ebene, die der Axe des Prisma parallel, und senkrecht auf einer der Seitenflächen desselben ist. Hat man sich aus diesem Krystall eine Platte bereitet, und sie zwischen zwei Turmalinplättchen, deren Axen sich kreuzen, gestellt, so erblickt man im hellen Lichte ein doppeltes System von schönen ovalen Ringen, wie es in der Figur 184 dargestellt wird. Jedes System hat seinen Mittelpunkt; auch erscheint ein schwarzes Kreuz, wovon ein Arm durch die Mittelpunkte geht. Dreht man die Krystallplatte in ihrer eigenen Ebene, während die Turmaline unbeweglich bleiben, so sieht man die Erscheinung eine Reihe periodischer Änderungen durchlaufen. Die Figur 185 zeigt die Ringe, wenn man die Platte um $22\frac{1}{2}°$ oder $67\frac{1}{2}°$ gedreht hat, und die Figur 186, wenn die Drehung 45° beträgt. Bei jedem Quadranten der Umdrehung gewinnt die Erscheinung ihr anfängliches Ansehen wieder, und die Änderungen werden bei fortgesetzter Drehung dieselben.

Bei Krystallen, deren Axen große Winkel bilden, kann man nicht auf einmal beyde Ringsysteme übersehen, wie z. B. beim Glimmer, dessen Axen Winkel von 14° bis 45° bilden.

Fängt man die Farbenringe, welche zweiaxige Krystalle geben, auf einer weißen Tafel auf, so kann man, wie es Herschel gethan, die Linien von gleicher Farbe (isochromatische Linien) abzeichnen, und hierauf die Natur der krummen Linie untersuchen.

Die Figur 187 stellt die auf diese Art erhaltene Zeichnung dieser Farbenringe vor. Die Gestalt eines jeden Ringes ist die einer krummen Linie, die unter dem Namen der Lemniscate bekannt ist, und deren charakteristische Eigenschaft darin besteht, daß das Produkt M von den beyden Mittelpunkten P und P′ (die man die Pole nennt) gleich ist einer constanten Größe. Die Constante ist gleich dem Produkte aus

dem halben Abstande der Pole und einer Größe (Parameter), die sich ändert, wenn man von einer Lemniscate zur andern übergeht.

§. 124.

Erklärung der Farbenringe nach Fresnel.

Es sey MN (Fig. 188. a) die senkrecht auf die Axe geschnittene Platte, O die Lage des Auges, das von einem Lichtkegel getroffen wird, dessen Scheitelpunkt in O liegt, und dessen Axe OC mit der des Krystalls zusammenfällt; der Diameter seiner kreisförmigen Basis AB nimmt mit der Entfernung von der Axe zu. — Der in der Richtung der Axe gehende Lichtstrahl erfährt in der Platte keine doppelte Brechung, und auch keine Änderung seines Polarisationszustandes; die Strahlen, die der Axe nahe liegen, erleiden schon eine doppelte Brechung, aber in einem so geringen Grade, daß sie unmöglich bemerkt werden kann. Untersuchen wir die Modifikationen der Strahlen, die in demselben Abstande von der Axe, also in der Peripherie eines auf der Axe senkrechten Kreises ABA′B′ (Fig. 188. b) liegen, und nehmen wir zu diesem Behufe an, Pp als die anfängliche Polarisationsebene der auffallenden Strahlen, und Qq als die darauf senkrechte, so sieht man leicht ein:

1. Daß die Strahlen, die in dem mit Pp zusammenfallenden Hauptschnitte sich befinden, wie die durch A und A′ gehenden nur die gewöhnliche Brechung erfahren, und in der anfänglichen Polarisationsebene Pp polarisirt bleiben.
2. Daß die in der auf Pp senkrechten Ebene Qq befindlichen, wie B und B′, nur auf die ungewöhnliche Weise gebrochen, und in einer auf Qq senkrechten Ebene, mithin wieder in Pp polarisirt werden, und so ihren ursprünglichen Polarisationszustand nicht ändern.

Wenn demnach die in der Ebene Pp und Qq eintretenden Strahlen in der Krystallplatte nur einfach gebrochen werden, und in der ursprünglichen Polarisationsebene Pp polarisirt erscheinen, so können sie, falls sie auf ein Turmalinplättchen fallen, dessen Axe auf der Ebene Pp senkrecht steht, nicht durchgehen, und das Auge sieht in der Richtung dieser zwei Ebenen nur ein schwarzes Kreuz. Gelangen die benannten Strahlen auf einen Doppelspath, dessen Hauptschnitt um

einen rechten Winkel gegen die Ebene Pp geneigt ist, so können sie nur auf die ungewöhnliche Weise gebrochen werden, und daher im Nicol'schen Rhomboeder, der das ungewöhnliche Licht stark seitwärts ablenkt, nicht ins Auge kommen, weßhalb auch hier in den Richtungen Pp und Qq die Arme eines schwarzen Kreuzes erscheinen. Dreht man den Doppelspath-Rhomboeder um 90°, so werden die Strahlen die gewöhnliche Brechung erleiden, somit ins Auge kommen, und das schwarze Kreuz als ein weißes vorstellen. Dasselbe erfolgt, wenn die Turmalinplatte um einen rechten Winkel gedreht wird, weil sich da die Strahlen dem Durchgange nicht mehr entziehen.

3. Die durch andere Punkte, z. B. den Punkt D des Kreises gehenden Strahlen werden doppelt gebrochen; aber beide Bündel bleiben in derselben Einfallsebene (§. 106. 3); nur ist der gewöhnliche o in der Ebene CD, der ungewöhnliche e in einer darauf senkrechten DE polarisirt, und da sie sich mit ungleichen Geschwindigkeiten durch das Blättchen bewegen, so wird der eine hinter dem andern zurückbleiben, und zwar desto mehr, je schiefer der Strahl in das Auge fällt, also je weiter sein Abstand von der Axe ist. Beyde Strahlen erleiden bei dem Eindringen in den Doppelspath-Rhomboeder eine neue Spaltung; dadurch entstehen vier Bündel, wovon zwei oo und eo auf die gewöhnliche Weise gebrochen, und in der Ebene des Hauptschnittes, mithin nach der angenommenen Stellung, parallel zu Qq polarisirt werden, die zwei andern oe und ee erfahren die ungewöhnliche Brechung, und eine Polarisation in der Ebene Pp. Wir haben also einen ähnlichen Fall, wie bei den Farbenerscheinungen an dünnen Blättchen; die Strahlen oo und eo sind nach derselben Richtung polarisirt, und stimmen auch in der Wellenfolge nicht überein; sie werden daher nach Beschaffenheit des Weges, um den die Wellen des einen hinter den Wellen des andern zurückstehen, Interferenz-Erscheinungen erzeugen, und weil dieses Zurückbleiben bei Strahlen, die in demselben Abstande von der Axe durch das Plättchen gehen, von gleicher Größe ist; so ist auch die, aus der Interferenz hervorgehende Farbe gleichweit um die Axe genau dieselbe, weßwegen sie in Gestalt eines Ringes zum Vorschein kommt.

Hinsichtlich der andern Bündel gelten dieselben Schlüsse; nur ist wegen des entgegengesetzten Polarisationszustandes,

die Farbe complementär zu jener, welche bei dem ersten Bündelpaare durch Interferenz entsteht. — Man sollte eigentlich zwei Ringsysteme wahrnehmen, und sieht sie auch wirklich, wenn man sich eines achromatischen Doppelspathprisma mit hinreichend großem brechenden Winkel bedienet; das Nicol'sche Rhomboeder entfernt das dem ungewöhnlichen Lichte entsprechende Ringsystem so weit seitwärts, daß nur ein Ringsystem sichtbar bleibt.

Gebraucht man ein Turmalinplättchen anstatt des Doppelspaths, so ist der Vorgang derselbe, nur daß hier das gewöhnliche Bild (Ringsystem) verschluckt wird, und nur das ungewöhnliche sichtbar bleibt.

Daß die Größe eines Farbenringes von einer bestimmten Ordnung zunimmt, wenn das Blättchen dünner wird, geht daraus hervor, daß die zur Erzeugung einer bestimmten Farbe nöthige Verzögerung des einen Strahls vor dem andern bei dünnen Plättchen erst dann die gehörige Größe erreicht, wenn die ins Auge kommenden Strahlen schiefer durch das Plättchen durchgehen, und daher weiter von der Axe abstehen.

Zur Bestimmung der Farbenfolge, und der Größe der Ringe müssen nebst der Dicke der Platte, auch die dem gewöhnlichen und dem ungewöhnlichen Bündel entsprechenden Geschwindigkeiten und die Lage des Auges bekannt seyn.

In solchen Krystallen, wo die optischen Axen verschiedenfarbiger Strahlen merklich gegen einander geneigt sind, können die Ebenen der aus ihnen geschnittenen Platten höchstens auf einer Axe senkrecht stehen, und daher nur die zu dieser Farbe gehörigen Ringe regelmäßig erzeugen; die andern vermischen sich mit diesen, und bringen in der Farbenfolge Abweichungen von dem Newtonischen Gesetze hervor.

Eine umständliche Erklärung, insbesondere der Farbenringe bei zweiaxigen Krystallen, findet man in Herschels Werke vom Lichte S. 489 — 521; in Gehlers phys. Lex. Art. Polarisation; Pogg. An. XXXIII. 282. und 257.

§. 125.

Benützung der Farbenringe.

Die Farbenringe gewähren ein neues Mittel, polarisirtes Licht vom unpolarisirten zu unterscheiden.

Man kitte an ein Turmalinplättchen, das parallel zu seiner Are geschnitten worden ist, eine Platte von Doppelspath die man senkrecht auf die Are geschliffen hat, und sehe nach dem Gegenstande, dessen Licht man eben prüfen will, indem man das Turmalinblättchen nahe ans Auge legt. Nimmt man Farbenringe wahr, so ist man gewiß, daß das einfallende Licht polarisirt ist.

Aus der Beschaffenheit der Farbenringe, welche senkrecht auf die Are oder die Mittellinie geschnittene Krystallplatten im polarisirten Lichte zeigen, erkennt man, ob ein Krystall einaxig oder zweiaxig sey, und welche Lage die Axen haben; man hat nur nöthig, die Richtungen der Schnitte, durch die man die Platten erhalten hat, so abzuändern, bis Farbenringe erscheinen. Bei den einaxigen erscheint nur ein Ringsystem, und die Ringe sind erst dann kreisförmig, wenn die Are des Strahlenkegels mit der optischen Are parallel ist. Erscheint ein doppeltes System von Ringen, so ist der Krystall zweiaxig; seine beiden Axen gehen durch die Scheitelpunkte oder Pole dieser Ringsysteme, aus deren gegenseitigem Abstande und der Stellung des Auges sich auch die Neigung der Axen gegen einander bestimmen läßt. — Leitet man nur homogenes Licht auf das Krystallplättchen, so erscheinen nur die diesem Lichte entsprechenden Ringe und Axen, und untersucht man die Lage der Axen bei verschieden brechbarem Lichte, so überzeugt man sich bald, daß in einem und demselben Krystalle die optischen Axen für die verschieden brechbaren Strahlen ihrer Lage nach verschieden sind. In einigen Krystallen fallen diese Axen beinahe zusammen, in andern, wie z. B. im Krystalle von Rocheller Salz (weinsteinsaurer Soda und Kali) weichen sie merklich von einander ab; denn die Lage der Pole ändert sich merklich, wenn die Brechbarkeit des auffallenden Lichtes geändert wird. Bei einigen Krystallen kommen die Pole einander näher im violetten Lichte, und entfernen sich von einander im rothen; bei andern ist es umgekehrt. Merkwürdig ist das Verhalten des Glauberits. Brewster fand ihn im rothen Lichte zweiaxig, und seine beiden optischen Axen um 5° gegen einander geneigt; aber die Neigung nahm stuffenweise ab, wenn man nach und nach zum stärker brechbaren Lichte überging, bis im violetten Lichte die Axen zusammen fielen, so daß der Krystall sich als ein einaxiger zeigte.

Werden die Versuche über die Lage der Axen bei verschiedenen Temperaturen angestellt, so nimmt man bald wahr, daß eine Temperaturänderung auch eine Änderung in der Lage der Axen zur Folge hat. So z. B. nähern sich die zwei Axen einer Gypsplatte desto mehr einander, je höher die Temperatur ist, welcher man sie aussetzt; bei 73.5° R fallen sie sogar zusammen, und das Gypsblättchen verhält sich wie ein einaxiger Krystall. Wird die Temperatur höher, so gehen die Axen wieder auseinander, aber in einer Ebene, die senkrecht gegen diejenige ist, in welcher sie bei niedriger Wärme liegen. — Bei Platten aus Topas ergibt sich das Gegentheil, indem die Axen bei höheren Temperaturen sich von einander mehr entfernen.

Aus dem Verhalten der Krystalle im polarisirten Lichte läßt sich oft auch die Verschiedenheit in der Bauart und Zusammensetzung der Krystalle, ja selbst ein sehr geringer Unterschied in der materiellen Beschaffenheit erkennen, der bei chemischen Analysen leicht übersehen werden könnte. So hielt man längere Zeit alle Körper, die unter dem Nahmen Glimmer vorkommen, für gleichartig, bis Biot durch die Beobachtung, daß es einaxige und zweiaxige, positive und negative Glimmer gibt, die Chemiker bestimmte, diese Körper genauer zu untersuchen, und man fand in der That, daß sie auch hinsichtlich der materiellen Beschaffenheit von einander abweichen.

§. 126.

III. Farben im Glase, als Wirkungen des mechanischen Druckes oder der Erhitzung.

Da Körper durch mechanischen Druck die Eigenschaft der doppelten Brechung erhalten, so müssen sie im gepreßten Zustande dem polarisirten Lichte ausgesetzt, ähnliche Farbenerscheinungen darbiethen, wie die doppelt brechenden Körper.

Man überzeugt sich davon, wenn man einen Glaswürfel, der im polarisirten Lichte keine Färbung zeigt, in eine kleine Presse bringt, ihn zusammendrückt, und in diesem Zustande an das Tischchen des Polarisations-Instrumentes stellt. Sieht man ihn durch ein Turmalinplättchen, oder durch die richtig gestellte Glassäule in K an, so bemerkt man mehrere Farben, die sich mit der Stärke des Druckes ändern, und in complementäre übergehen, wenn man K oder das Turmalinplättchen um 90°

gedreht hat, aber die sogleich verschwinden, sobald man aufhört, das Glas zu pressen.

Biegt man eine lange Glasplatte (Fig. 189.), deren Seiten polirt sind, in der Richtung ihrer Länge, und läßt polarisirtes Licht durchgehen; so zeigt sich bei senkrechter Stellung der Reflexionsebenen an den beiden Spiegeln in der Mitte, die bei der Biegung im natürlichen Zustande bleibt, eine schwarze Linie, und an beiden Seiten derselben erblickt man lebhafte Farbenstreifen. Das Gesetz der Farbenfolge auf der converen Seite, wo die Theilchen im Zustande der Ausdehnung sich befinden, ist dem entgegengesetzt, das an der concaven durch Zusammenpressung veränderten Seite Statt findet. Die Wirkung der ausgedehnten Theile des Glases ist den positiven Krystallen, die der zusammengepreßten Theile den negativen entsprechend. Nicht nur beim Glase, sondern auch bei solchen Krystallen, die das Licht nicht doppelt brechen, äußert sich die Wirkung des Druckes und der Dehnung durch das Hervortreten von Farben, wenn sie dem polarisirten Lichte ausgesetzt werden; ja selbst an doppelt brechenden Krystallen bringt man durch Druck Veränderungen in den Farben hervor.

Ähnliche Phänomene müssen sich ergeben, wenn man die Theilchen eines Körpers durch Temperaturänderung in einen ähnlichen Zustand der Spannung bringt, wie sie ihn durch Druck oder Dehnung erfahren. Dieß geschieht, wenn man eine Platte von dickem Spiegelglase an stark erhitztes Eisen anlegt; denn das Glas als ein schlechter Wärmeleiter, pflanzt die Wärme nur langsam fort; deswegen entsteht ein ungleicher Wärmezustand, und somit eine ungleichförmige Ausdehnung in den verschiedenen Theilen der Glasplatte. Man läßt polarisirte Lichtstrahlen senkrecht durch die Platte gehen, und bringt dabei die der schnellen Erhitzung ausgesetzte Seite in die Lage, wo sie mit der ursprünglichen Polarisationsebene 45° bildet; werden nun auch die Spiegel so aufgestellt, daß die Reflexionsebenen einen rechten Winkel einschließen, so wird man durch ein Turmalinplättchen, oder durch die richtig gestellte Glassäule an der Kante, die das Eisen berührt, Farbenstreifen entstehen sehen, die sich immer weiter über die Glasplatte verbreiten. Nach einer Weile erscheint die Platte durch zwei schwarze Streifen in 3 Felder getheilt (Fig. 190.), an den beiden Randfeldern zeigen sich einerlei farbige Streifen, bei denen die Farben vom schwarzen Streifen nach den Rändern zu genau

so aufeinander folgen, wie in den Newtonischen Farbenringen, wenn man von dem Schwarz in der Mitte ausgeht. In dem mittleren Felde findet man dieselbe Farbenfolge, wenn man von den schwarzen Streifen gegen die Mitte des Feldes geht. Je dicker die Glasplatte ist, desto höher ist die Ordnung der Farbenfolge. Ist die Richtung der Seite, die zuerst erhitzt wird, parallel zur anfänglichen Polarisationsebene, oder auf ihr senkrecht, dann bilden sich keine Farbenstreifen.

Auch hier wird ein Übergang in die complementären Farben wahrgenommen, wenn der Turmalin oder die Glassäule um 90° gedreht worden ist. Hat sich die Wärme über die ganze Platte gleichförmig ausgebreitet, so verschwinden die Farbenstreifen wieder, indem die Ungleichförmigkeit in der Ausdehnung, folglich auch die Ursache der doppelten Brechung zu seyn aufhört.

Wird die Glasplatte erhitzt, und durch Anlegung an kaltes Eisen an einem Rande abgekühlt, so treten die Farbenstreifen in umgekehrter Ordnung hervor.

Geht bei einem Glascylinder die Erhitzung von der Axe aus, indem man in eine in der Mitte gebohrte Vertiefung erhitztes Quecksilber gießt; so stellen sich concentrische Farbenringe mit einem schwarzen Kreuze dar, wie in Fig. 182.

Die eben angeführten Wirkungen der Wärme, welche ungleichförmig in einer Masse vertheilt ist, sind nur vorübergehend; man kann sie aber bleibend machen, wenn man die Theilchen eines durchsichtigen Körpers in einen bleibenden Zustand der Spannung versetzt, wobei einige Theile stark zusammengezogen, andere ausgedehnt werden. Man bringe nähmlich eine dicke Glasmasse bis zur Rothglühhitze, und kühle sie hierauf plötzlich ab, indem man sie ins kalte Wasser taucht, oder auch der kalten Luft aussetzt. Da auf diese Art den äußern Schichten die Wärme schneller entrissen wird, als sie aus dem Inneren zugeleitet werden kann, so müssen sie erstarren, während die Schichten im Inneren noch immer stark ausgedehnt bleiben. In diesem Augenblicke findet noch immer keine Spannung Statt, aber nach und nach erkalten auch die inneren Theile und suchen sich zusammenzuziehen, allein daran werden sie durch die äußerste Kruste gehindert, und so im Zustande der Spannung erhalten. Auch die äußeren Schichten kommen durch die inneren zusammenziehenden Kräfte in eine Spannung. Daher kommt es, daß ein so schnell gekühltes Glas ungemein sprö-

de ist, und sehr leicht springt. Hat man die Glasmasse etwas weniger schnell abgekühlt, so ist man bei einiger Vorsicht im Stande es zu schneiden und zu poliren. Ein so zubereitetes Glas zeigt herrliche Farbenerscheinungen, sobald es auf den Tisch des Polarisationsinstrumentes gebracht, und auf die gewöhnliche Weise betrachtet wird. Die Beschaffenheit der farbigen Zeichnungen, die man sieht, hängt ab: von der Dicke und Gestalt des Glaskörpers, von dessen schnellerem und langsammerem Abkühlen, und auch von der Stellung gegen die anfängliche Polarisationsebene.

Die Figuren 191 und 192 stellen die Zeichnungen vor, welche an quadratförmigen $\frac{1}{4}$ Zoll dicken Glasplatten sich darstellen, wenn sie ins polarisirte Licht auf die Art gelegt werden, daß die Lichtstrahlen senkrecht auffallen, und eine Seitenfläche zur anfänglichen Polarisationsebene parallel wird.

Bei einer senkrechten Stellung der Reflexionsebenen der Spiegel, sieht man im oberen Spiegel an den vier Ecken der Glasplatte Farbenbögen (wie Pfauenaugen), und zwischen ihnen, durch die Mitte der Seiten gehend, ein dunkles Kreuz, dessen Arme den Seiten der Platte parallel sind. Je dicker das Glas, desto mehr Farbenbögen; ja selbst ganze Ringe werden an den vier Ecken sichtbar. Dreht man diese Glasplatte in ihrer eigenen Ebene herum, so krümmen sich die Arme des schwarzen Kreuzes, und gestalten sich nach einer Umdrehung von 45° zu einem neuen anders geformten Kreuze; auch bemerkt man während der Drehung an den Seiten Farbenstreifen, wie sie an einer ungleichförmig erhitzten Glasplatte erscheinen.

Hat man eine Umdrehung von 90° vollendet, so gehen die Farben in die complementären über, und das schwarze Kreuz verwandelt sich in ein weißes. Legt man mehrere schnellgekühlte quadratische Gläser übereinander, so geben sie dieselbe Erscheinung, wie eine einzige, deren Dicke gleich der Summe der Dicken der einzelnen Platten ist.

Wie sehr die Figur von der Form des Glases abhängt, ersieht man daraus, daß, wenn die quadratische Platte in vier kleine Quadrate zertheilt wird, jedes ganz dieselbe Figur darbiethet.

Ein Cylinder zeigt Farbenringe mit einem schwarzen Kreuze, wie eine Doppelspathsplatte, die senkrecht auf die Axe geschnitten wird.

Eine sechseckige Platte, gibt die Zeichnung, wie sie durch die (Fig. 193.) dargestellt wird.

Eine schöne Erscheinung entsteht auch, wenn man zwei rechteckige Platten kreuzweise an einander legt, und sie so ins polarisirte Licht stellt, daß die ursprüngliche Polarisationsebene der Strahlen einen von den rechten Winkeln halbirt, welche ihre Seiten einschließen.

Diese durch Erhitzung entstandenen Farbenerscheinungen haben Seebeck und Brewster unabhängig von einander entdeckt. Seebeck beobachtete ähnliche Erscheinungen an schnell entstandenen Krystallen von Borax, Kochsalz, in Gumistücken und in thierischen Substanzen. Brewster sah sie auch im Diamant, im Flußspath, in der zwischen Glasplatten zusammengedrückten Gallerte von Kalbsfüssen.

Circuläre Polarisation.

§. 127.

Verfahren, sie durch Reflexion hervorzubringen; Character derselben.

Leitet man einen auf die gewöhnliche Weise polarisirten Strahl auf ein Glasparallelopiped, das so zugeschnitten ist, daß ein Lichtstrahl bei senkrechtem Eintritte und Austritte an den Seitenflächen AB und CD (Fig. 194.), zwei totale Reflexionen in E und F unter dem Winkel von 54°, 37′ (wenn der Brechungsexponent des Glases = 1.51 ist) erleidet; stellt man zugleich die Reflexionsebene ABCD gegen die ursprüngliche Polarisationsebene des auffallenden Strahles in eine Neigung von 45°, so zeigt der austretende Strahl eine eigenthümliche Modification, die sich durch folgende Hauptmerkmale charakterisirt:

1. Bei der Untersuchung mittelst eines Doppelspathprismas gibt er bei jeder Lage desselben zwei Bilder von gleicher Intensität; wird er mit einer Turmalinplatte aufgefangen, so zeigt er während der Umdrehung derselben keine Änderung in seiner Intensität. In dieser Beziehung stimmt also das Verhalten dieses Strahls mit dem des unpolarisirten Lichtes vollkommen überein, und man kann ihn wie den gewöhnli-

chen Strahl so betrachten, als wäre er aus zwei gleich intensiven, aber entgegengesetzt polarisirten Hälften zusammengesetzt.

2. Demnach ist er kein gewöhnlicher Strahl; denn läßt man ihn auf ein zweites, dem ABCD ganz gleiches Prisma senkrecht auffallen, und nach zwei inneren totalen Reflexionen senkrecht heraustreten, so erscheint er vollständig polarisirt, und zwar in einer Ebene, welche 45° gegen diejenige geneigt ist, in welcher die Reflexionen geschehen, welche Lage auch diese Ebene gehabt haben mag.

Fällt die Reflexionsebene des zweiten Prisma mit der des ersten zusammen, so ist die Richtung der wiederhergestellten Polarisation senkrecht auf der Richtung der ursprünglichen, indem die Neigung der wiederhergestellten Polarisation um 45° nach der andern Seite der Reflexionsebene abweicht.

Einen so modifizirten Strahl nennt Fresnel, dessen Scharfsinne wir die Kenntniß dieser Erscheinungen verdanken, circulär polarisirt, zum Unterschiede von einem auf die gewöhnliche Weise polarisirten, der ein geradlinig polarisirter heißt. Der Nahme der circulären Polarisation läßt sich ohne Rücksicht auf theoretische Betrachtungen anwenden, indem der circulär polarisirte Strahl bei jeder Stellung des Doppelspaths sich in zwei gleich intensive Theile theilt, also keine Seite besondere Beziehung zu gewissen Gegenden im Raume hat.

Bei manchen circulär polarisirten Strahlen wird die Polarisationsebene rechts, bei andern links von der Reflexionsebene gekehrt, daher unterscheidet man eine rechtsgekehrte und eine linksgekehrte circuläre Polarisation.

3. Läßt man einen circulärpolarisirten Lichtstrahl durch ein Plättchen Fraueneis hindurchgehen, und hierauf auf ein Doppelspathprisma fallen, so findet man ihn in zwei Strahlen von complementären Farben zerlegt, wodurch er sich bestimmt von dem unpolarisirten Lichte unterscheidet. Indessen stimmen die Farben nicht mit denjenigen überein, welche beim geradlinig polarisirten Lichte sich zeigen, sondern sie sind von ihnen um $\frac{1}{4}$ der Farbe verschieden, d. h. stimmt bei der gewöhnlichen Polarisation die eine Complementärfarbe mit der Farbe eines am Newtonischen Farbenglase der Dicke c entsprechenden Ringes überein, so wird sie, wenn der Strahl circulär polarisirt ist, mit jener Farbe überein-

stimmen, welche der Dicke $c + \frac{c}{4}$ am Farbenglase zukommt.

4. Die Farbenringe, die an einer senkrecht auf ihre Axe zugeschnittenen Doppelspathplatte im geradlinig polarisirten Lichte bei Betrachtung durch eine Turmalinplatte beobachtet werden, zeigen sich unterbrochen, und in gewissen Graden verschoben, sobald man, anstatt des geradlinig polarisirten, das circulär polarisirte Licht anwendet; das schwarze Kreuz erscheint von gleichförmiger Intensität (welche ungefähr der mittleren Intensität des Lichtes gleich ist), und sowohl seine Lage, als das Ansehen, bleiben während einer Umdrehung der Turmalinplatte ungeändert. (Airy in Pogg. Ann. XXIII.)
5. Ein circulär polarisirter Strahl zeigt keine Farbenerscheinungen, wenn er durch ein Bergkrystallplättchen in der Richtung der Axe, oder durch Terpentinöhl, oder Citronenöhl geleitet, und hierauf vermittelst eines Doppelspathprismas zerlegt wird. Hierin zeigt er den Charakter des gewöhnlichen Lichtes, und unterscheidet sich von dem geradlinig polarisirten.

§. 128.

Circuläre Polarisation hervorgebracht durch Brechung.

Wenn man geradlinig polarisirtes Licht durch eine Bergkrystallplatte, deren beide Ebenen, senkrecht auf der Axe zugeschnitten sind, in senkrechter Richtung durchgehen läßt, und es hierauf mittelst eines Doppelspathprisma, dessen Hauptschnitt zu der ursprünglichen Polarisationsebene parallel ist, untersucht, so findet man das ungewöhnliche Ringsystem von keinem schwarzen Kreuze durchschnitten, und seine Mitte gefärbt, da sie doch in allen andern Fällen, wo das polarisirte Licht durch senkrecht auf die Axe geschnittene Krystallplatten geleitet wird, bei der angenommenen Lage des Doppelspaths völlig schwarz zu sehen ist. Die Färbung der Mitte ändert sich mit der Dicke des Bergkrystalls; die Reihe der Farben, die bei zunehmender Dicke der Platte in der Mitte zum Vorschein kommt, stimmt mit der Newton'schen Farbenreihe vollkommen überein. Indessen mag die Mitte wie immer gefärbt seyn, so läßt

sich daselbst das Schwarz fast völlig herstellen, sobald der Hauptschnitt des Doppelspaths um einen gewissen Winkel gedreht wird, woraus wir den Schluß ziehen müssen, daß die Polarisationsebene des parallel mit der Axe durchgehenden Strahls durch den Bergkrystall eine Veränderung in ihrer Lage, also eine Drehung erleide.

Biot untersuchte diese zuerst von Arago beobachtete Erscheinung mit ausgezeichneter Sorgfalt, und gelangte, indem er sich bei den Versuchen nur des einfarbigen Lichtes bediente, zu folgenden Resultaten:

1. Daß der Drehungswinkel bei Anwendung desselben Farbenstrahls der Dicke der Platte proportionirt ist. Bei einer gewissen Dicke kann die Polarisationsebene sogar um einen oder mehrere Halbkreise gedreht werden, und somit wieder mit ihrer ursprünglichen Lage zusammenfallen.
2. Einige Bergkrystall-Varietäten haben die Eigenschaft, die Polarisationsebene von rechts nach links, andere von links nach rechts zu drehen. Am Amethyst beobachtete Brewster, daß in ihm diese beiden Quarzarten in wechselnden Schichten von sehr geringer Dicke zusammenkrystallisirt sind.
3. Werden zwei Bergkrystallplatten auf einander gelegt, die beyde rechts, oder beyde links drehend sind; so ist ihre ganze Wirkung der Summe der einzelnen gleich. Ist hingegen die eine Platte rechts, die andere links drehend, so ist die ganze Wirkung der Differenz beyder gleich, und daher gleich Null, wenn die Platten gleiche Dicken haben.
4. Der Drehungswinkel der Polarisationsebene nimmt bei unveränderter Dicke der Bergkrystallplatte mit der Brechbarkeit des Lichtes zu; er ist am kleinsten, wenn der durchgehende polarisirte Strahl vom äußersten Roth, und am größten, wenn er vom äußersten Violett ist. Hieraus wird ersichtlich, daß in dem Falle, wo weißes, polarisirtes Licht durch den Bergkrystall durchgeht, bei der Analyse mittelst des Doppelspaths, oder des Turmalins in der Mitte des Ringsystems eine Färbung sich zeigen muß, die bei keiner Lage des analysirenden Krystalls vollkommen verschwinden kann.
5. Nicht blos der Bergkrystall sondern auch viele Flüssigkeiten, und selbst Dämpfe, besitzen die Eigenschaft, die Polarisationsebene des durchgehenden Strahls zu drehen.

Die Drehung von der Rechten zur Linken bringen

hervor: Terpentinöhl, Lorbeeröhl, Dampf von Terpentinöhl, eine Weingeistlösung von künstlichem Kampfer aus Salzsäure und Terpentinöhl, Gummi, Traubenzucker, so lange er in Pflanzensäften noch im flüssigen Zustande ist.

Die Drehung von der Linken zur Rechten erzeugen: Citronenöhl, Kampferspiritus, Syrup von Rohrzucker, eine Auflösung von festem Traubenzucker, Runkelrübensaft, Dextrin (Stärkgummi). — Bei allen diesen Stoffen ist die Größe der Wirkung viel kleiner, als beim Bergkrystall; denn während der letztere bei einer Dicke von einem Millimeter die Polarisationsebene um 18.4° dreht, beträgt die von den anderen Stoffen bei gleicher Dicke erzeugte Drehung nicht einen einzigen Grad.

Der Drehungswinkel ist auch hier dem in der Flüssigkeit durchlaufenen Wege proportionirt. Mischt man zwei oder mehrere Flüssigkeiten unter einander, so ist die ganze Drehung der Summe aller einzelnen gleich. Sind die gemischten Flüssigkeiten von entgegengesetzten Wirkungen, und ihre Quantitäten nach dem umgekehrten Verhältnisse der Wirksamkeit ausgemittelt; so compensiren die Wirkungen einander, und der durchgelassene Strahl behält seine ursprüngliche Polarisation.

Die drehende Kraft ist mit der Natur der Stoffe so innig verbunden, daß man von ihr ohne weitere chemische Untersuchung auf das Vorhandensein dieser Stoffe schließen, und nach der Größe der Wirkung ihre Quantität beurtheilen kann.

Zu solchen Untersuchungen gab Herr Regierungsrath Baumgartner* ein eigenes recht bequemes Instrument an. Es besteht aus einer Glasröhre, welche die zu prüfende Flüssigkeit aufnimmt, und deren Boden eine gefärbte Glasplatte ist, um nur einfarbiges Licht durchzulassen, z. B. eine mit Kupferoxydul gefärbte rothe Glasplatte. Dieses Licht wird durch eine, unter dem Boden befindliche Turmalinplatte polarisirt. Um viel Licht in die Röhre zu bringen, gebraucht man einen Beleuchtungsspiegel, wie bei einem zusammengesetzten Mikroscope. Am obern Ende des Rohrs ist eine Fassung mit einer kreisrunden Scheibe, an die ein mit einer Turmalinplatte versehener Deckel beweglich angesetzt werden kann. Dieser Deckel führt einen Zeiger, der die Stellung der Turmalinplatte nach Graden eines, an der Fassung eingravirten getheilten Kreises angibt. Der Punkt, auf welchem der Zeiger steht, wenn sich die Axen der Turmalinplatten nnter einem rechten Winkel kreuzen, wird als Nullpunkt angenommen. Zeigt also der Zeiger auf 0, so kann das Licht durch die obere Turmalinplatte nicht eindringen, falls die Röhre keine, oder nur eine solche Flüssigkeit enthält, welche die Polarisationsebene

*) Verhandlungen der Landwirthschafts-Gesellschaft in Wien, im Februar 1834.

des durchgehenden Strahles nicht zu drehen vermag. Besitzt aber die Flüssigkeit in der Röhre die drehende Kraft, so muß man die obere Platte mit dem Zeiger erst rechts oder links drehen, bis kein Licht mehr durch die Turmalinplatte geht.

Dieses Instrument eignet sich ganz vorzüglich zur Ausmittlung des Zuckergehaltes in Pflanzensäften. Z. B. im ausgepreßten Safte der Runkelrüben der Pastinake, Steck= nnd Mohrrübe, die alle Rohrzucker enthalten, weswegen es Herr Regierungsrath Baumgartner, Glykoscop nennt; jedoch muß, falls es zu diesem Gebrauche eingerichtet werden soll, der Zusammenhang zwischen dem Drehungswinkel, und der Größe des Zuckergehals in Prozenten der angewendeten Flüssigkeit vorher durch Erfahrung bestimmt werden. Man sieht leicht ein, daß man aus dem bloßen Umstande, ob man die obere Turmalinplatte rechts oder links drehen muß, den Rohrzucker von dem Traubenzucker, Dextrin von Gummi unterscheiden, und selbst ausmitteln kann, ob bei einer süßen, Traubenzucker enthaltenden Flüssigkeit, der Zucker künstlich zugesetzt worden, oder eine Mitgift der Natur sey, weil der Traubenzucker, der einmal fest war, die Polarisationsebene nach rechts, der ursprünglich flüssige nach links dreht.

§. 129.

Fortsetzung.

Die Erscheinungen der Drehung der Polarisationsebene wußte Fresnels ausgezeichneter Scharfsinn auf die circuläre Polarisation zurückzuführen. Fresnel zeigte, daß der durch den Bergkrystall und die genannten Flüssigkeiten durchgehende, ungetheilt gebliebene Strahl aus zwei Theilen besteht, die sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten bewegen, und wovon der eine nach rechts, der andere nach links circulär polarisirt ist. Er ließ nämlich ein Prisma ABC (Fig. 195.) aus Bergkrystall schneiden, dessen brechender Winkel $A = 150^\circ$ betrug, und dessen Seiten gegen die Axe, die parallel zur Basis BC gedacht wird, gleiche Neigung hatten. Auf jede Seitenfläche kittete er die Hälfte eines ganz gleichen Prisma, das jedoch aus einem Bergkrystall geschnitten war, der die Polarisationsebene nach rechts drehete, wenn durch ABC die Drehung nach links geschah. Dadurch entstand das achromatische Parallelopiped BDEC, auf dessen Seitenfläche BD man parallel zur Axe BC einen geradlinig polarisirten homogenen Lichtstrahl eintreten läßt. Dieser zugleich senkrecht auf BD auffallende, und durch einen gleichartigen Körper fortgehende Strahl sollte nach den gewöhnlichen Brechungsgesetzen ungebrochen durchge=

hen, und da er in allen drey Prismen der Richtung der Axe folgt, auch keine doppelte Brechung erleiden. Allein wenn der Strahl bei seinem Eintritte in das erste Prisma ABD in zwei circulär und entgegengesetzt polarisirte Bündel zerlegt wird, wovon das eine (R) sich schneller als das andere (L) bewegt, so muß beim Übergange in das zweite, mit einer entgegengesetzten Drehungseigenschaft begabte Prisma, wo sich der Strahl L mit einer größeren, R aber mit einer kleineren Geschwindigkeit fortpflanzt, eine Spaltung in der Richtung der beiden Strahlen eintreten, indem R wegen Verminderung seiner Geschwindigkeit zum Einfallslothe, also abwärts, L hingegen wegen vermehrter Geschwindigkeit vom Einfallslothe, und somit aufwärts gebrochen wird. Diese Spaltung erfährt eine neue Vergrößerung an der Fläche AC, da jetzt R einen Gewinn, und L einen Verlust an Geschwindigkeit erfährt. In der That sah Fresnel zwei, einen merklichen Winkel mit einander bildende Strahlen herausfahren, wodurch die vermuthete doppelte Brechung längs der Axe des Krystalls erwiesen ward. Jedoch ist diese doppelte Brechung von der gewöhnlichen wesentlich verschieden, indem jedes der austretenden Bündel für sich die Eigenschaften eines circulär polarisirten Strahles darbiethet, das eine die der rechts, das andere die der links gekehrten circulären Polarisation. Hieraus ist zu folgern, daß der Bergkrystall eine Kraft besitzen muß, dem einen dieser Bündel eine größere Geschwindigkeit als dem andern zu ertheilen, und zwar bei einigen Krystallen demjenigen, dessen Polarisationsebene nach rechts, bei andern jenem, bei welchem sie nach links gekehrt ist.

Geht der Strahl in senkrechter Richtung durch eine Bergkrystallplatte, deren beide Flächen senkrecht auf die Axe zugeschnitten sind, so treten beyde durch die Einwirkung des Krystalls entstandenen circulär polarisirten Bündel in derselben Richtung, obgleich mit ungleicher Geschwindigkeit heraus. Sie fallen demnach zusammen, und wirken dergestalt auf einander, daß dadurch ein geradlinig polarisirter Strahl hervorgeht, dessen Polarisationsebene einen gewissen Winkel mit der Ebene der ursprünglichen Polarisation bildet. Diese Ablenkung, oder Drehung der Polarisationsebene wird durch das Voreilen des einen Strahls vor dem andern, und somit durch den Unterschied ihrer Wege veranlaßt, und da dieser mit der Dicke

der Platte zunimmt, so erscheint auch der Drehungswinkel dieser Dicke proportional. Fresnel überzeugte sich auch, daß diese eigenthümliche doppelte Brechung bei verschiedenen Farbenstrahlen ungleich, und bei violetten Strahlen am stärksten ist. Auf dieselbe Weise erklärt sich die durch die früher erwähnten Flüssigkeiten erzeugte Drehung der Polarisationsebene.

§. 130.

Erklärung der Circularpolarisation nach der Undulationstheorie.

Nach Fresnels Ansicht schwingen die Ätherteilchen eines circulär polarisirten Strahls mit gleichförmiger Geschwindigkeit, und nach einerley Richtung in Kreisen, deren Ebenen auf der Richtung des Strahls senkrecht stehen. Bei Strahlen von entgegengesetzter circulärer Polarisation geschehen diese kreisförmigen Schwingungen in einem von der Rechten zur Linken, im andern umgekehrt. Eine solche Schwingungsart entsteht aus der Interferenz zweier rechtwinkeligen Vibrationen, die von gleicher Amplitude und in ihrem Gange um den vierten Theil einer Undulationslänge (oder auch um $\frac{3}{4}$, $\frac{5}{4}$...) verschieden sind. Dieß läßt sich streng mathematisch nachweisen, aber schon eine einfache Erwägung belehrt uns, daß bei dieser Art von Interferenz jedes Ätherteilchen eine in sich selbst zurückkehrende Bewegung erhält. Denn in dem Momente des Zusammentreffens zweier gleich intensiver Strahlen hat das Ätherteilchen, welches durch die erste Welle in der Richtung AB (Fig. 190.) in Schwingung gebracht wurde, bereits die erste positive Phase beendigt, somit die größte Geschwindigkeit erreicht, und sollte kraft der zweiten Welle in der auf AB senkrechten Richtung AC zu schwingen anfangen. Daraus geht eine mittlere Bewegung hervor, wobei das Theilchen wegen der in der Richtung AB abnehmenden, und in der Richtung AC zunehmenden Geschwindigkeit mehr und mehr der letzteren Richtung sich nähert, und auf diese Art, falls AB und AC die halben Amplituden sind, in der Zeit einer Viertel-Undulation den Bogen AD beschreibt. In D angelangt, hat es vermög der Schwingung in der Richtung AC oder BD das Maximum der Geschwindigkeit, und beginnt vermög der zweiten die erste negative Phase in der Richtung DC; daher

muß es im zweiten Zeitraume, da hier die Richtung DC immer mehr vorherrschend wird, den Bogen DF zurücklegen. Auf gleiche Weise überzeugt man sich, daß während der beiden negativen Phasen der zweiten Schwingung FA, das Ätherteilchen von F nach H, und hierauf nach A sich bewegen, und somit in der Zeit einer vollen Schwingung, die in sich selbst zurückkehrende krumme Linie ADFHA beschrieben wird. Ist der Unterschied der Schwingungen $\frac{3}{4}$ einer Wellenlänge, so geht die Drehung in der entgegengesetzten Richtung vor sich.

Hieraus ist ersichtlich, daß man einen kreisförmig polarisirten Strahl in zwei gleich intensive Bündel zerlegen kann, die geradlinig, und entgegengesetzt polarisirt sind, und deren Wegesunterschied den vierten Theil einer Wellenlänge beträgt.

Zur Erklärung der Entstehungsweise eines circulär polarisirten Strahles ist es nöthig, ein Resultat anzuführen, welches Fresnel durch anderweite Untersuchungen gefunden hat, nämlich: Wenn ein in einen durchsichtigen Körper eindringender Strahl, dessen Polarisationsebene mit der Einfallsebene irgend einen Winkel bildet, eine innere Reflexion an der zweiten Oberfläche erfährt, so findet zwischen den beiden Bündeln, in die man sich den Strahl zerlegt denken kann, und wovon das eine in der Reflexionsebene, das andere darauf senkrecht polarisirt ist, kein Phasenunterschied Statt, so lange der innere Einfallswinkel kleiner ist, als derjenige, bei welchem die totale Reflexion erfolgt; wird er aber größer, so tritt (da das eine Bündel in einer etwas andern Tiefe zurückgeworfen wird, als das andere) zwischen beyden ein Phasenunterschied ein, welcher von der Größe des Einfallswinkels (i), und dem Brechungsverhältnisse (n) der Substanz abhängt, und sich nach folgender Formel berechnen läßt:

$$\cos. \delta = \frac{2n^2 \sin.^4 i - (n^2+1) \sin.^2 i + 1}{(n^2+1) \sin.^2 i - 1},$$

wo δ den Farbenunterschied bedeutet.

Da eine jede neue Reflexion, die unter demselben Winkel wie das erste Mal Statt findet, einen dem ersten gleichen Phasenunterschied hinzufügt, so kann der Werth von δ durch eine zweite Reflexion verdoppelt, durch eine dritte verdreyfacht, und so durch eine hinreichende Anzahl von Reflexionen beliebig vergrößert werden.

Dieß vorausgesetzt, erklärt man die Entstehung der cir-

culären, durch totale innere Reflexion im Glase entstandenen Polarisation auf folgende Weise: Wir wissen, daß wir einen um 45° gegen die Einfallsebene polarisirten, und in einen durchsichtigen Körper eintretenden Strahl in zwei Bündel von gleicher Intensität zerlegen können, deren eines in der Einfallsebene, das andere auf ihr senkrecht polarisirt ist. Fällt der Strahl auf die zweite Fläche unter einem Einfallswinkel, der die erste Gränze der totalen Reflexion überschreitet, so brauchen wir nur die Incidenz so abzuändern, daß der Phasenunterschied gleich dem vierten Theile einer Wellenlänge ($\delta = 90°$) wird, um die circuläre Polarisation des Strahles hervorzubringen. So beträgt beim Glase für $n = 1,51$ und $i = 57° \, 37'$, der durch eine einmalige innere Reflexion erzeugte Unterschied 45°; eine zweite innere bei demselben Einfallswinkel Statt findende Reflexion erhöhet ihn bis auf 90°, d. h. auf den vierten Theil einer Wellenlänge; folglich wird der Strahl im Glase schon nach zwei inneren Reflexionen circulär polarisirt erscheinen. Und da der einfallende Strahl bloß in dem Falle, wo die anfängliche Polarisationsebene 45° mit der Einfalls- oder Reflexionsebene bildet, in zwei Bündel von gleicher Intensität zerlegt werden kann, so ist es klar, daß nur bei dieser Neigung die circuläre Polarisation entstehen kann. Hieraus wird ersichtlich:

1. Daß der circulär polarisirte Strahl, der aus zwei unter einem rechten Winkel polarisirten und gleich intensiven Bündeln zusammengesetzt gedacht wird, gerade so, wie ein natürlicher durch die doppelte Brechung im Doppelspath in zwei Theile von gleicher Intensität zerlegt werden kann, wodurch seine erste Haupteigenschaft erklärbar wird.
2. Da die beiden partiellen Bündel eines gewöhnlich polarisirten Strahls durch zwei innere Reflexionen, die unter den angezeigten Umständen erfolgen, einen Phasenunterschied von $\frac{1}{4}$ Undulation erlangen, so werden die zwei nächsten Reflexionen, die unter gleichen Verhältnissen Statt finden, diesen Phasenunterschied auf eine halbe Undulation erhöhen. Aber in diesem Falle gibt (§. 121.) die Interferenz der zwei Bündel einen geradlinig polarisirten Strahl; somit erklärt sich auch die zweite Eigenschaft eines circulär plarisirten Strahls. Auch der Umstand, daß die Ebene der wieder hergestellten Polarisation auf der Ebene der ursprünglichen senkrecht steht, ist aus der Richtung der Schwingungen, deren Phasen um eine halbe Undulation verschieden sind, leicht zu begreifen.

3. Die Erklärung des dritten Merkmals ergibt sich, wenn man bedenkt, daß der auf ein Krystallplättchen auffallende, circulär polarisirte Strahl aus zwei gleich intensiven Bündeln bestehend angesehen werden kann, von denen das eine in der Ebene des Hauptschnittes, das andere in einer darauf senkrechten Ebene polarisirt ist, und die in ihren Phasen um $\frac{1}{4}$ Undulation verschieden sind (§. 121). Demnach geht jedes dieser Bündel unverändert hindurch, und sie müssen bei der Zerlegung mittelst eines Doppelspaths und bei der dabei erfolgenden Interferenz sich so verhalten, wie die zwei Theile eines Strahls, der ursprünglich in einem Azimuthe von 45° polarisirt war, und hierauf durch doppelte Brechung in zwei zerlegt wurde, nur mit dem Unterschiede, daß man zu der Phase des einen dieser Strahlen $\frac{1}{4}$ Undulation hinzu addiren muß.

4. Aus einer ähnlichen Erörterung folgt die Erklärung der vierten Eigenschaft des circulär polarisirten Strahles. —

5. Die Entstehung der circulären Polarisation durch Brechung im Bergkrystalle, ist eine Thatsache, deren physische Ursache wir nicht anzugeben vermögen, und die uns nöthigt, eine besondere Beschaffenheit seiner Theilchen anzunehmen, vermöge welcher die Elasticität des Äthers rings um die Axe in der Drehungsrichtung von der Rechten zur Linken eine andere ist, als von der Linken zur Rechten. Geht ein circulär polarisirter Strahl durch eine senkrecht auf die Axe geschnittene Platte von Bergkrystall in der Richtung seiner Axe, so geschehen bereits die Schwingungen der ihm zugehörigen Äthertheilchen in der kreisförmigen Richtung der Elasticität, die im Bergkrystalle Statt findet, und pflanzen sich ohne weitere Zerlegung mit der, dieser Elasticität entsprechenden, einfachen Geschwindigkeit fort. Aber in diesem Falle kann keine Theilung des durchgehenden Strahles in zwei Bündel erfolgen, und folglich auch durch Zerlegung desselben mittelst der doppelten Brechung keine Farben hervorgebracht werden, und dieses ist die fünfte Eigenschaft des circulär polarisirten Strahles.

Um die Drehung der Polarisationsebene, als Resultat der Einwirkung einer auf die Axe senkrecht zugeschnittenen Bergkrystallplatte auf den durchgehenden polarisirten Strahl zu begreifen, müssen wir den Strahl als in zwei gleich intensive

Bündel A und B zerlegt betrachten, die in Ebenen polarisirt sind, welche mit der (vertical gedachten) ursprünglichen Polarisationsebene die Winkel von + 45° und — 45° bilden; aber ein jeder in einer Ebene polarisirte Strahl kann (nach §. 121) zwei anderen in derselben Ebene polarisirten Strahlen gleich gesetzt werden, deren jeder die halbe Intensität besitzt, und die in ihren Phasen um $\frac{1}{4}$ Undulation verschieden sind. Zerlege man also den Strahl A in zwei, von denen der eine Aa in der Ebene + 45° polarisirt, und seine Phase um + $\frac{1}{8}$ Undulation von der des ursprünglichen verschieden ist; der andere Ab ebenfalls in + 45° polarisirt, seine Phase aber um — $\frac{1}{8}$ Undulation geändert wird; behandle eben so den Strahl B in der Ebene — 45°, wodurch man den Strahl Ba und Bb erhält, wo Ba um + $\frac{1}{8}$, und Bb um — $\frac{1}{8}$ Undulation von der des Strahls B abweicht. Nun sind Aa und Bb entgegengesetzt polarisirt, und um $\frac{1}{4}$ Undulation verschieden, folglich bilden sie einen circulär polarisirten Strahl, in welchem die Drehung von der Rechten zur Linken geht; eben so bilden Ab und Ba einen zweiten gleich intensiven kreisförmig polarisirten Strahl, bei dem die Drehung der Ätherteilchen in entgegengesetzter Richtung geschieht. Vermög der eigenthümlichen Beschaffenheit des Bergkrystalls gehen diese beiden Strahlen mit ungleicher Geschwindigkeit durch die Platte hindurch, wodurch ein Verzögerungsraum entsteht; ist nun die Oberfläche, durch welche sie ein- und austreten, gegen die Axe schief, so hat diese ungleiche Geschwindigkeit eine doppelte Brechung zur Folge, so daß dann zwei Strahlen in verschiedenen Richtungen heraustreten. Ist die Oberfläche senkrecht gegen die Axe, so decken sie einander, und bilden einen Strahl.

Um den Polarisationszustand dieses Strahles zu erfahren, denke man sich, daß ein Äthertheilchen C. (Fig. 197.) zu gleicher Zeit von zwei kreisförmigen Schwingungen in entgegengesetzten Richtungen bewegt werde, die eine geschieht in dem Kreise wie AP in der Richtung AP, die andere in einem wie BQ in der Richtung BQ. Die Bewegung von C ist also eine zusammengesetzte, und genau so beschaffen, wie diejenige, welche aus den Bewegungen zweier Theichen hervorgeht, die in diesem Kreise zu gleicher Zeit aus A und B mit gleicher Geschwindigkeit ausgehen, und die gleichen Bögen AP und BQ beschreiben. Zerlege man jede der Bewegungen in P und Q in zwei von denen die eine in der Richtung PQ, die andere in der

darauf senkrechten wie CD Statt findet, und man sieht, daß die mit CD parallelen zusammenwirken, während diejenigen, die in den Richtungen PD und QD erfolgen, als gleich, und entgegengesetzt einander aufheben; folglich wird auch das Theilchen C, welches zu gleicher Zeit zu diesen Bewegungen angetrieben wird, bloß vermög der Summe der ersteren bewegt, mithin geradlinig in der Richtung CD schwingen, welche auf PDQ senkrecht steht, und den Winkel PCQ und ACB halbirt.

Ist die Dicke der Bergkrystallplatte Null, oder von der Größe, daß der Verzögerungsraum eine vollständige Anzahl Undulationen beträgt, so wird C bewegt, einmal wie das Theilchen A in dem Bogen AP, und dann wie das auf der entgegengesetzten Seite eines Durchmessers befindliche Theilchen M in dem Bogen MB, woraus sich die geradlinige Schwingung CN senkrecht auf den Durchmesser AM ergibt, der Strahl erscheint also als ein geradlinig polarisirter, dessen Polarisationsebene mit der ursprünglichen zusammenfällt.

Hat der Verzögerungsraum nicht die erwähnte Größe, so hat die eine Bewegung oder die andere einen Theil der Peripherie, z. B. MB gewonnen, der sich zu der ganzen Peripherie verhält, wie die Dicke der Platte zu der Dicke, die den Unterschied von einer ganzen Undulation hervorbringen würde. Nehmen wir an, daß das eine Theilchen von A ausgeht, so wird nach dem Austritte der Wellen in die Luft, wo sie mit gleicher Geschwindigkeit circuliren, das andere Theilchen nicht mehr von M, sondern z. B. von B ausgehen, und somit C in der Richtung CD schwingen, welche mit CN den Winkel

$$DCN = BAM = \frac{BCM}{2}$$

bildet. Denselben Winkel muß auch die neue Polarisationsebene mit der ursprünglichen einschließen, wodurch erwiesen ist, daß die aus dem Bergkrystall heraustretenden Strahlenbündel einen Strahl bilden, dessen Polarisationsebene von der ursprünglichen weggedreht erscheint, und diese Drehung dem Verzögerungsraume und folglich der Dicke der Platte proportionirt ist. Diese Drehung geht von Rechts nach Links, wenn der Strahl, dessen Schwingungen von Links nach Rechts gehen, der voreilende ist.

§. 131.

Elliptische Polarisation.

Fresnel, dessen Scharfsinne die Lehre vom Lichte so ausnehmend viel zu danken hat, erfreute die Naturforscher auch noch mit der Entdeckung einer besondern Modification des Lichtes, die er elliptische Polarisation nannte, und welche als der Übergang der geradlinigen zur circulären Polarisation betrachtet werden kann. Wir wollen nur die Hauptzüge dieser neuen Polarisationsart anführen, und übrigens auf die vortreffliche Abhandlung über diesen Gegenstand in Fechners Repertorium der Experimentalphysik (S. 290 — 345.) verweisen.

Die Eigenschaften eines elliptisch polarisirten Strahls sind:

1. Er verhält sich, wenn er durch ein Doppelspathprisma, oder eine Turmalinplatte geleitet wird, gerade so, wie ein Strahl, der die unvollständige, geradlinige Polarisation erfahren hat, d. h, er gibt im Doppelspath bei jeder Stellung des Hauptschnittes zwei Bilder von ungleicher Intensität, die mit der Drehung des Krystalls sich ändert, ohne daß eines der Bilder in irgend einer Lage ganz verschwinden würde. Eben so bemerkt man während der Drehung der Turmalinplatte, ein Zunehmen und Abnehmen an Intensität, aber in keiner Lage der Platte wird das Bild ganz verschwinden, wie es seyn müßte, falls der Strahl vollständig geradlinig polarisirt wäre.
2. Wird er nach seinem Durchgange durch ein dünnes Krystallplättchen mit einem Doppelspathsprisma analysirt, so gibt er zwei Bilder von complementären Farben, die zwischen denen liegen, die in diesem Falle ein geradlinig oder ein circulär polarisirter Strahl zeigt.
3. Durch eine oder mehrere Reflexionen von der Oberfläche der Metalle, oder innere Zurückwerfungen im Glas unter geeigneten Einfallswinkeln, läßt sich ein elliptisch polarisirter Strahl auf einen geradlinig polarisirten zurückführen.

Die elliptische Polarisation kann hervorgebracht werden:

A. Nach Fresnel durch totale innere Reflexionen eines geradlinig polarisirten Strahls in durch-

sichtigen Körpern, mit Ausnahme der Fälle, wo eine circuläre Polarisation erfolgt, und wo die Polarisationsebene des einfallenden Strahls parallel mit der innern Reflexionsebene, oder auf ihr senkrecht steht, indem im letzteren Falle der Strahl die geradlinige Polarisation behält.

B. Nach Airy's Untersuchungen wird das Licht durch die doppelte Brechung im Bergkrystall elliptisch polarisirt, nur in dem Falle, wo der Strahl längst der Axe durchgeht, übergeht die elliptische Polarisation in eine circuläre.

C. Brewster zeigte, daß ein geradlinig polarisirter Strahl, nach der Reflexion von metallischen Oberflächen alle Merkmale eines elliptisch polarisirten Strahls darbiethet. Wir wollen die nähern Umstände dieser letztern Entstehungsart der elliptischen Polarisation, wie sie aus Brewster sehr wichtigen und lehrreichen Untersuchungen sich ergeben, ausführlicher auseinander setzen: *)

1. Ein geradlinig polarisirter Strahl erscheint schon nach jeder Reflexion von einer Metallplatte im Zustande der elliptischen Polarisation, wenn nur die Reflexionsebene mit der Ebene der ursprünglichen Polarisation weder parallel, noch auf ihr senkrecht ist, und auch der Einfallswinkel weder 0° noch 90° beträgt. Allein die vollständige elliptische Polarisation wird erst dann erfolgen, wenn die Reflexion bei einem bestimmten Einfallswinkel (auch hier der Winkel der vollkommenen Polarisirung genannt) und bei einer bestimmten Neigung der Reflexionsebene gegen die ursprüngliche Polarisationsebene Statt findet.

Die Neigung, bei welcher der geradlinig polarisirte Strahl vollkommen elliptisch polarisirt wird, kann 45°, 135°, 225°, oder 315° betragen. Bei einer Veränderung dieser Neigung von 0° bis 360° erlangt die elliptische Polarisation viermahl ihr Maximum, wird viermal Null, und nimmt eben so oft zu, als ab.

Der Winkel der vollkommenen Polarisirung hängt von der Natur des reflectirenden Körpers ab, und beträgt für Stahl 75°, für Silber 73°, für Zink 72½°, für Spiegelmetall 76°.

2. Um den ursprünglichen geradlinigen Polarisationszustand eines vollkommen elliptisch polarisirten Strahls wieder her-

*) Poggendorf XXI. Baumgartners Zeitsch. X. S. 101.

zustellen, muß zwischen dem Einfallswinkel auf einer zweiten Platte, welcher der Wiederherstellungswinkel genannt wird, und mit α bezeichnet werden soll, und dem Neigungswinkel (ϕ) der Einfallsebene auf dieser Platte gegen die Ebene der ursprünglichen Polarisation ein bestimmtes Verhältniß bestehen. Ist z. B. bei Stahl $\phi = 45^\circ$, 135°, 225°, 315°, so ist der Wiederherstellungswinkel $\alpha = 75^\circ$, also gleich dem Polarisationswinkel; ist hingegen $\phi = 0^\circ$, oder 180°, so zeigt sich $\alpha = 80^\circ$, und für $\phi = 90^\circ$ oder 270°, ist $\alpha = 70^\circ$.

Es ist bemerkenswerth, daß diese Relation zwischen ϕ und α eine Ellipse darstellt, deren große Axe 45° links, die kleinere 45° rechts von der ersten Reflexionsebene liegt, und in welcher das Complement von α den Radius vector, und ϕ den entsprechenden Polwinkel, von der kleinern Axe an gerechnet, vorstellt. Darum kann diese Polarisation ohne Berücksichtigung einer Hypothese, die elliptische heißen. Diese Ellipse hat für verschiedene Metalle eine verschiedene Gestalt; denn für Stahl ergab sich das Verhältniß der Axen = 12 : 22, bei Silber 17 : 17 $\frac{1}{2}$, also die Axe beinahe gleich.

3. Die Wiederherstellung des geradlinigen Polarisationszustandes eines von einer Metallplatte reflectirten Strahls kann durch Reflexion an einer zweiten Platte auch noch dann bewirkt werden, wenn der Strahl an der ersten Platte nicht vollständig elliptisch polarisirt wurde. Der Wiederherstellungswinkel ändert sich in diesem Falle mit dem Einfallswinkel auf der ersten Platte, und mit den Winkeln, welche die erste und die zweite Reflexionsebene mit der ursprünglichen Polarisationsebene einschließen.

4. Der Polarisationswinkel, so wie der entsprechende Wiederherstellungswinkel, hat für verschiedene Farbenstrahlen verschiedene Werthe: so ist er bei Silber für die blauen Strahlen $70\frac{1}{2}^\circ$, und für die rothen $75\frac{1}{2}^\circ$. Dieß deutet dahin, daß in Metallen die blauen Strahlen ein kleineres Brechungsverhältniß haben, als die rothen. Die vorhin angegebenen Bestimmungen beziehen sich auf Strahlen von mittlerer Brechbarkeit.

5. Die Polarisationsebene des von der elliptischen auf die geradlinige Polarisation zurückgeführten Strahls fällt nicht mit der ursprünglichen Polarisationsebene zusammen, sondern ihre Neigung gegen die Reflexionsebene ($= \psi$) ist von der Natur der zurückwerfenden Metallfläche, und dem Werthe von ϕ abhängig. Fällt z. B. der Strahl unter dem

Polarisationswinkel auf die erste Platte ein, und ist seine ursprüngliche Polarisationsebene gegen die Reflexionsebene nach Rechts um 45° geneigt; so erscheint die Ebene der wiederhergestellten Polarisation nach der Reflexion von der zweiten, der ersten parallelen Platte auf der linken Seite der Reflexionsebene, und der Werth von ψ beträgt: für reines Silber 39°, Kupfer 29°, Quecksilber 26°, Platin 22°, Stahl 17°, Bley 11°, Eisenglanz 0°; also hat ψ rücksichtlich von ϕ eine entgegengesetzte Lage. Nehmen wir ϕ als positiv an, so ist ψ negativ, und dem Werthe nach immer kleiner, als 45°. Nimmt ϕ von + 45° bis 90° zu, so entfernt sich die Polarisationsebene des wiederhergestellten Strahls von der Reflexionsebene; es wächst also ψ und zwar bei Silber von 39° 48′ bis 90°; vermindert man ϕ nach und nach von + 45° bis 0°, so nimmt auch ψ ab, bei Silber von 39° 48′ bis 0°.

6. Wenn ein ursprünglich + 45° polarisirter Strahl unter dem Polarisationswinkel wiederhohlt von parallelen Metallplatten reflectirt wird, so wird er durch die erste Reflexion elliptisch, durch die zweite geradlinig, durch die dritte wieder elliptisch, und hierauf geradlinig u. s. f. polarisirt; allein der Winkel ψ wird mit jeder neuen Wiederherstellung der geradlinigen Polarisation am Werthe abnehmen, und zuletzt nach einer hinreichenden Anzahl von Reflexionen gleich 0 werden. Dieser Satz ergibt sich aus dem früher Gesagten; denn da nach jeder Wiederherstellung der geradlinigen Polarisation $\psi < \phi$, und jedes ψ rücksichtlich der nächst folgenden Wiederherstellung als ϕ d. h. als die Neigung der ursprünglichen Polarisationsebene gegen die Reflexionsebene zu betrachten ist; so ist ersichtlich, daß, wenn man für die auf einander folgenden Wiederherstellungen des geradlinigen Polarisationszustandes die Werthe von ψ mit ψ_1, ψ_2, ψ_3, bezeichnet, man hat:

$$\psi_1 < \phi,\ \psi_2 < \psi_1,\ \psi_3 < \psi_2 \text{ oder}$$
$$\phi > \psi_1 > \psi_2 > \psi_3 \ldots\ldots$$

d. i. mit jeder neuen Zurückführung des durch vorhergegangene Reflexion elliptisch polarisirten Strahls zur geradlinigen Polarisation nimmt die Neigung der Polarisationsebene gegen die Reflexionsebene immer mehr und mehr ab.

7. Hieraus wird die Wirkung der Metalle auf gewöhnliches Licht erklärbar. Denn ein gewöhnlicher Lichtstrahl läßt sich

als zusammengesetzt aus zwei Bündeln von gleicher Intensität betrachten, deren eines um + 45° das andere um — 45° gegen die Einfallsebene polarisirt ist; wenn demnach ein gewöhnlicher Lichtstrahl unter dem Winkel der vollkommenen elliptischen Polarisation nach einander auf parallele Metallplatten auffällt, so erleidet jedes partielle Bündel dieselben Modificationen, wie ein im Azimuth von 45° polarisirter Strahl. Demnach werden bei der ersten Reflexion beide Bündel elliptisch, bei der zweiten wieder geradlinig polarisirt, jedoch so, daß ihre Polarisationsebene, deren eine rechts, die andere links von der Einfallsebene liegt, gegen die letztere um weniger als 45° geneigt erscheinen, und daher vereinigt einen unvollständig polarisirten Strahl bilden. Durch eine dritte Reflexion wird neuerdings ein elliptischer Polarisationszustand erzeugt, den aber eine vierte in die geradlinige zurückführt, wobei die Polarisationsebenen der beiden Bündel der Reflexionsebene noch näher kommen; und indem diese Annäherung durch jedes Paar von Reflexionen vermehrt wird, so müssen endlich, nach einer gewissen Anzahl von Reflexionen, die genannten Ebenen zusammenfallen, wo dann die beiden Bündel nach derselben Richtung polarisirt sind, und der aus ihrer Zusammensetzung hervorgehende Strahl sich als ein vollständig geradlinig polarisirter characterisirt. So polarisirt eine Stahlplatte bei dem Einfallswinkel zwischen 60° und 80° durch achtmalige Reflexion fast vollständig; bei reinem Silber geschieht es noch nicht durch 36 Reflexionen.

8. Die Abhängigkeit des Polarisationswinkels von der verschiedenen Brechbarkeit der Strahlen kann bei Reflexionen an Metallen mancherlei Farbenerscheinungen veranlassen. Analysirt man einen ursprünglich unter + 45° polarisirten weißen Lichtstrahl, nachdem er zweimal unter einem gegebenen Winkel von zwei parallelen Platten reflectirt worden ist mit einem Doppelspathprisma, indem man den Hauptschnitt desselben in jene Lage bringt, wo das ungewöhnliche Bild am schwächsten erscheint (bei vollständiger Polarisation des Strahls ganz unsichtbar ist) und beobachtet, was für Farben im Bilde zurückbleiben, so erfährt man diejenigen Farbenstrahlen, welche verschwinden, und folglich die bei der angenommenen Incidenz zur geradlinigen Polarisation zurückgeführt worden sind. Fallen z. B. die Strahlen auf

eine Silberplatte unter dem Einfallswinkel 70° ½, so verschwinden die blauen und die rothen bleiben; unter dem Einfallswinkel 75½° verschwinden die rothen und das Blau wird sichtbar, unter dem Einfallswinkel 73° verschwinden die gelben und es erscheint Roth mit Blau. Bei Einfallswinkeln über 73° wird das Blau, bei jenen unter 73° das Roth vorherrschen.

Da gewöhnliche Lichtstrahlen durch successive Reflexionen der vollständigen Polarisation immer näher gebracht werden, so folgt, daß auch das gewöhnliche Licht, wenn es nach mehrmaliger Reflexion mittelst des Doppelspathes untersucht wird, Farbenerscheinungen zeigt, die nach dem Grade der Annäherung der verschiedenen Farbenstrahlen an den Polarisationszustand bald mehr, bald weniger lebhaft hervortreten.

Ansicht der Undulationstheorie über die elliptische Polarisation.

Nach der Undulationstheorie schwingen die einem elliptisch polarisirten Lichtstrahle zukommenden Ätherteilchen in Ellipsen, die sämmtlich von gleicher Beschaffenheit sind, und deren Ebenen auf der Richtung des Strahls senkrecht stehen. Der Calcul lehrt, daß eine solche elliptische Schwingung der Ätherteilchen jedesmal entsteht, wenn zwei rechtwinkelig auf einander polarisirte Bündel von ungleichen Phasen zusammentreffen, jedoch mit Ausnahme folgender zwei Fälle:

a) Wenn der Phasenunterschied gleich Null oder ½ Undulation ist, indem dann ein geradlinig polarisirter Strahl aus der Interferenz hervorgeht.

b) Wenn der Phasenunterschied ¼ oder ¾ Undulationen groß ist, und zugleich beide Strahlen gleiche Intensität haben, in welchem Falle der zusammengesetzte Strahl circulär polarisirt ist.

Demnach ist die elliptische Polarisation an viel weniger bestimmte Verhältnisse gebunden, und deßwegen auch leichter zu erhalten, als die circuläre und die geradlinige.

Aus der Art, wie die elliptische Polarisation entsteht, ergibt sich, daß man einen elliptisch polarisirten Strahl betrachten kann, als bestehend aus zwei rechtwinkelig polarisirten Bündeln von ungleicher Phase, und im Allgemeinen auch von ungleicher Intensität. Dieß berücksichtigend lassen sich die

zwei ersten Eigenschaften eines elliptisch polarisirten Strahls auf ähnliche Weise erklären, wie die erste und dritte Eigenschaft eines circulär polarisirten Strahls erklärt worden ist.

Auch die Entstehung der elliptischen Polarisation durch innere totale Reflexion, so wie die Wiederherstellung des geradlinigen Polarisationszustandes durch nachfolgende Zurückwerfungen wird begreiflich, wenn man bedenkt, daß jede innere totale Reflexion im Glase bei den zwei partiellen Bündeln, in welche man den geradlinig polarisirten Strahl sich getheilt denken kann, einen Phasenunterschied herbeiführt, der mit Ausnahme der vorhin erwähnten Fälle die elliptische Polarisation zur Folge hat. Durch Abänderung des Einfallswinkels, kann der Phasenunterschied so gewählt werden, daß er nach einigen innern Reflexionen die Größe einer halben Undulation erreicht, wodurch die geradlinige Polarisation wiederhergestellt wird.

Die Oberfläche der Metalle scheint auf den geradlinig polarisirten Strahl auf ähnliche Weise zu wirken, wie die zweite Oberfläche durchsichtiger Körper bei einer totalen Reflexion. Wichtig und interessant sind Neumanns theoretische Untersuchungen über diesen Gegenstand (Sieh Poggend. XXVI. 89.)

§. 132.

Absorption des polarisirten Lichtes.

Brewster erweiterte unsere optischen Kenntnisse durch die merkwürdige Entdeckung, daß doppelbrechende Krystalle auf das durchgehende Licht eine verschluckende Kraft äußern die für den einen durch doppelte Brechung entstandenen Strahl anders, als für den zweiten beschaffen ist. Dieß zeigt sich vorzüglich auffallend am Turmalin. Schneidet man aus diesem Krystalle ein Prisma, dessen Kante zu der Axe parallel ist, und das einen kleinen brechenden Winkel hat, so daß die Dicke nicht schnell zunimmt; sieht man hierauf durch den dünnsten Theil nahe an der Kante einen dünnen Körper, z. B. eine Nähnadel an, so erblickt man zwei Bilder, die an der Kante selbst gleich hell erscheinen, wie man aber das Auge mehr und mehr hebt, wird das gewöhnliche Bild schwächer als das ungewöhnliche, und dieß desto mehr, je dicker der Theil des Pris-

ma ist, durch welchen die Lichtstrahlen durchgehen müssen, um zum Auge zu kommen. Bei einer gewissen Dicke des Prisma wird das gewöhnliche Bild völlig unsichtbar. Hieraus läßt sich der Schluß ziehen, daß der Turmalin das gewöhnlich gebrochene, also in der Ebene seines Hauptschnittes polarisirte Licht in einem höheren Grade absorbirt, als das ungewöhnlich gebrochene, und in einer darauf senkrechten Ebene polarisirte; darum wird ersteres bei einer gewissen Dicke des Turmalins völlig verschluckt, während letzteres noch immer in einer Intensität hervortritt, die geeignet ist, einen Eindruck zu erzeugen. Aus dieser Eigenschaft des Turmalins wird ersichtlich, warum das natürliche Licht nach seinem Durchgange durch eine parallel mit der Axe geschnittene Turmalinplatte senkrecht auf die Axe polarisirt erscheint, und eine Intensität hat, die kleiner, als die Hälfte des einfallenden Lichtes ist.

Die Verschluckung bis zum Verschwinden des gewöhnlichen Lichtbündels findet bei der braunen Turmalinart schon bei einer sehr geringen Dicke Statt, dagegen tritt sie bei dem bläulichen Turmaline erst bei einer bedeutenden Dicke ein.

Bei vielen Krystallen ist die verschluckende Kraft von der Neigung des einfallenden Strahls gegen die Axe abhängig; auch gibt es in jedem der beiden Strahlenbündel gewisse Farben, in Beziehung auf die sie sich am stärksten äußert. Solche Krystalle besitzen dann die Eigenschaft, nach Verschiedenheit ihrer Lage gegen das einfallende Licht auch eine verschiedene Farbe zu zeigen; man nennt diese Eigenschaft den **Dichroismus**. Brewster leitete durch eine kleine runde Öffnung weißes Licht auf einen gelblichen Doppelspath, der dick genug war, um zwei von einander hinreichend getrennte Bilder der Öffnung zu geben, und er bemerkte, daß das ungewöhnliche Bild röthlich gelb, und weniger leuchtend erschien, als das gewöhnliche, das gelblich weiß zu sehen war. Der Unterschied der Farben nahm mit der Neigung des Strahles gegen die Axe zu, war in der Axe Null, und erreichte das Maximum, wenn der Strahl senkrecht auf die Axe einfiel.

Bei einigen Arten Saphir fand Brewster die Farbe in der Richtung der Axe dunkelblau, senkrecht darauf gelblich grün.

Herschel führt das schwefelsaure Eisenoxyd an, welches in regelmäßigen sechsseitigen Prismen krystallisirt, und blutroth erscheint, wenn man das Prisma längs der Axe ansieht, dage-

gen hellgrün, wenn man durch zwei gegenüberliegende Seiten des Prisma schaut. Der Dichroit (von seiner violetten Farbe auch Jolit genannt) erscheint im gewöhnlichen Lichte dunkelblau, wenn man längs der Richtung der Axe schaut, und gelblich, oder grau, in der darauf senkrechten Richtung.

Häufiger bemerkt man diesen Dichroismus in doppeltbrechenden Körpern, wenn man polarisirtes Licht durchgehen läßt. In diesem Falle hat auch die Neigung der ursprünglichen Polarisationsebene gegen die Ebene des Hauptschnittes einen Einfluß auf die absorbirenden Kräfte, und somit auf die Beschaffenheit und Helligkeit der Farbe des Krystalls. Schneidet man z. B. von einem bläulich grünen Beryll ein dreiseitiges Prisma, damit die beiden Strahlenbündel, die durch doppelte Brechung entstehen, hinlänglich getrennt erscheinen, und bringt es ins weiße polarisirte Licht, so zeigt sich das durchgelassene Licht blau, wenn die Axe des Berylls auf der Polarisationsebene senkrecht steht, und grünlich weiß, sobald die Axe in dieser Ebene liegt. Dreht man das Prisma von einer Lage in die andere, so geht das durchgelassene Licht successiv von Blau in Grünlichweiß über.

Beim Amethyst tritt das polarisirte Licht blau heraus, wenn die Axe mit der Polarisationsebene parallel ist, und hellroth, wenn die Axe senkrecht gegen diese Ebene steht.

Von den zweiaxigen Krystallen erscheint der Dichroit schön blau, wenn die Ebene der beiden Axen mit der ursprünglichen Polarisationsebene des auffallenden Strahles zusammenfällt, hingegen gelblich weiß, wenn beide Ebenen auf einander senkrecht sind. So ist blauer Topas im ersten Falle weiß, im zweiten blau; grüner Topas im ersten weiß, im zweiten grün, u. s. f.

Brewster hat ferner gezeigt, daß die Erhitzung oft auf eine merkwürdige Art die Farbe der doppeltbrechenden Körper bleibend abändert. Bei einem Topas, dessen absorbirende Kräfte von der Beschaffenheit waren, daß der eine, durch doppelte Brechung entstandene Strahl gelb, der andere blaßroth erschien, war das Gelb, nachdem er geglüht worden war, vollkommen verschwunden, während beim roth nur eine geringe Änderung statt fand. So lange der Topas heiß ist, zeigt er keine Farbe, das Roth tritt erst nach und nach bei der Abkühlung hervor.

Die Juveliere kennen dieses Mittel, durch Erhitzung den gelben Topasen die höher geschätzte blaßrothe Farbe zu geben. Die Fähigkeit eines Topases, durch Erhitzung diese Färbung anzunehmen, wird daran erkannt, daß eines der doppelten Bilder schon vorher röthlich erscheint.

Als Ursache der ungleichen Absorption der beiden Bündel, in die sich der einfallende Strahl in den doppelt brechenden Krystallen theilt, nimmt Herschel jedes Hinderniß an, das sich dem freyen Durchgange der Strahlen entgegen setzt. Denn wenn die Continuität des Krystalls durch ein Blättchen eines unkrystallisirten Mittels unterbrochen wird, so erleiden die darauf fallenden Bündel theilweise Reflexionen, die wegen der Ungleichheit des Einfallswinkels, und der Verschiedenheit des Brechungsverhältnisses bei dem gewöhnlichen anders als bei dem ungewöhnlichen erfolgen, wodurch schon eine Ungleichheit der durchgelassenen Theile veranlaßt wird. Wäre z. B. das Brechungsverhältniß des Blättchens dem gewöhnlichen des Krystalles gleich, so geht das gewöhnliche Bündel ohne Brechung, und daher auch ohne Schwächung durch das Blättchen hindurch, indessen das ungewöhnliche beim Ein- und Austritte eine Brechung, folglich eine partielle Zurückwerfung und somit eine Verminderung seiner Intensität erfährt. Auf diese Weise könnte es, wenn diese Blättchen zahlreich, und dazu unregelmäßige Flächen wären, allerdings dahin kommen, daß der gewöhnliche Strahl, dem dieß kein Hinderniß in den Weg legt, ohne besondere Verminderung der Intensität durchgeht, während der ungewöhnliche größtentheils verschwindet. Dieser ungleiche Einfluß des Mittels auf die beiden Bündel wird auch bei hinreichender Dicke der Krystalle die Folge haben, daß das herausfahrende Licht entweder vollständig, oder theilweise polarisirt erscheint.

Sehr schätzenswerth sind Herrschels analytische Untersuchungen und Ausdrücke für diese Farben der doppeltbrechenden Krystalle. Sieh Herschel vom Lichte S. 594 — 616.

Inhalt.

Seite

Brechung des Lichtes in sphärischen Linsen.

Vom Achromatismus.

Vom Auge.

Optische Instrumente

A. Mikroscope.

B. Fernröhre.

Die Undulationslehre.

Interferenz des Lichtes.

Beugung des Lichtes.

Über die Farben dünner Körper.

Doppelte Brechung des Lichtes.

Polarisation des Lichtes.

Farbenerscheinungen im polarisirten Lichte.

Circuläre Polarisation.

Druckfehler.

Seite	7	Zeile	4	statt:	entfalten,	ist zu lesen:	entfallen.
„	19	„	10	„	TDF	„ „ „	TDFT′
„	22	„	33	„	S	„ „ „	S′
„	32	„	32	„	x	„ „ „	α=ABC
„	33	„	12	„	Fläche	„ „ „	Fläche C
„	54	„	27	„	auch SB=BS′	„ „ „	auch SB=Bs
„	77	„	2	„	polirter	„ „ „	polirten
„	77	„	3	„	der	„ „ „	dem
„	89	„	32	„	von	„ „ „	vor
„	92	„	10	„	Lage BC	„ „ „	Lage Bc
„	—	„	18	„	mO′	„ „ „	mO
„	93	„	32	„	44°	„ „ „	41°
„	113	„	33	„	den	„ „ „	die
„	178	„	40	„	doch	„ „ „	noch
„	—	„	31	„	naher	„ „ „	daher
„	196	„	31	„	einer	„ „ „	eine
„	—	„	29	„	Luftballen	„ „ „	Lufballon
„	237	„	25	„	Saligue	„ „ „	Selligue
„	240	„	35	„	Jasqin	„ „ „	Jacquin
„	255	„	24		$\text{tang.}\,\psi=\frac{A'C'}{p}$	„ „ „	$\text{tang.}\,\psi=\frac{A'C'}{p'}$
„	262	„	14	„	$\frac{x^4}{p^3}=\frac{x'^4}{p'^3}(x4')$	„ „	$\frac{x^4}{p^3}=\frac{x'^4}{p'^3}$
„	272	„	10	„	aber	„ „ „	also ist.
„	294	„	23	„	S	„ „ „	s
„	—	„	28	„	DS	„ „ „	Ds
„	408	„	31	„	und	„ „ „	oder

Zur	Seite	27	Zeile 24	gehört	die	Figur	12
„	„	31	„ 8	„	„	„	15
„	„	123	„ 25	„	„	„	85
„	„	201	„ 16	„	„	„	114
„	„	259	„ 16	„	„	„	133
„	„	270	§. 85. 1	„	„	„	134
„	„	—	„ 2	„	„	„	135
„	„	—	„ 4	„	„	„	136

§. 1.

Eine neue Methode die Geschwindigkeit des Lichtes zu bestimmen.

Fizeau erfand eine sinnreiche Methode, durch terrestrische Beobachtungen die Geschwindigkeit, mit der sich das Licht fortpflanzet, zu bestimmen. Zwei Fernröhre wurden in einem Abstande von beinahe einer Meile einander direct zugekehrt; bei einem war in der Nähe des Brennpunktes des Objektivs

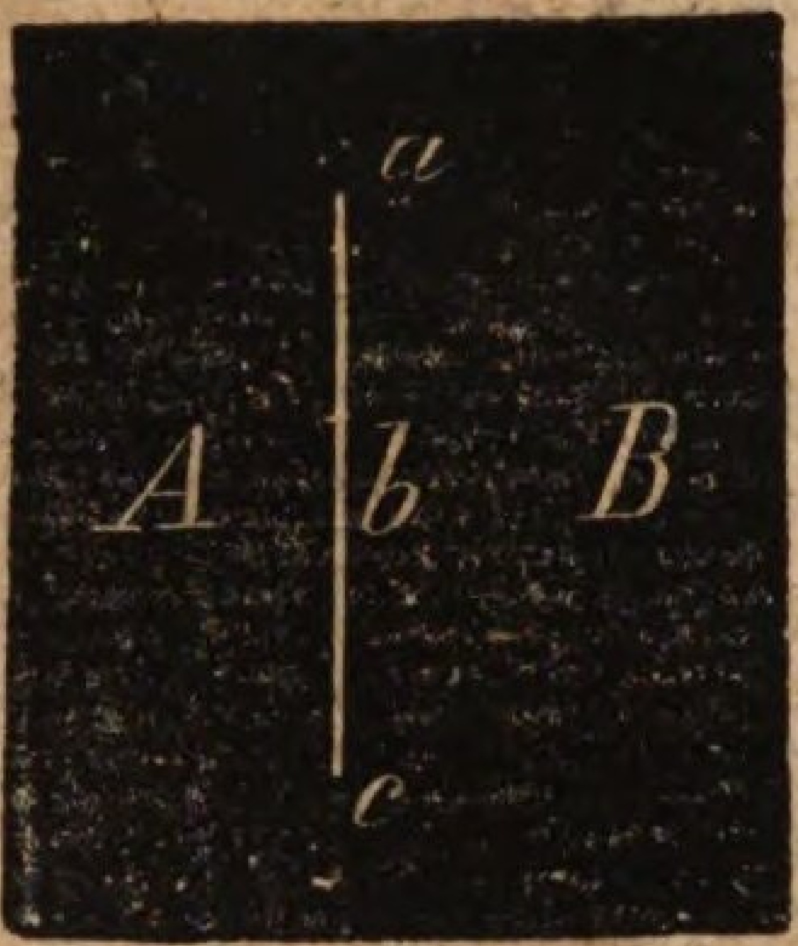


eine Seitenöffnung, durch die intensives Licht von einer Lampe einfiel, das von einem gegen die Axe des Fernrohrs unter 45° geneigten Spiegelglase M größtentheils gegen das zweite Fernrohr reflectirt wurde, wo es einen senkrecht zur Axe gestellten Metallspiegel traf, der es dem Beobachter am ersten Fernrohr wieder zurückwarf, daher diesem wie ein glänzender Lichtpunkt erschien. Durch das Gesichtsfeld dieses Fernrohres ging der Rand einer drehbaren kreisförmigen Scheibe, die mit 720 Zähnen versehen

war; diese Zähne wurden durch gleich breite Zwischenräume von einander getrennt, so daß bei Drehung der Scheibe das Gesichtsfeld abwechselnd von einem Zahne verdeckt und durch einen Zwischenraum geöffnet war. Geschieht die Drehung so langsam, daß die Zeit, welche das Licht braucht, um vom ersten Fernrohre zum zweiten und von diesem wieder zum ersten zu kommen, kleiner ist, als die Zeit, in welcher ein Zwischenraum durch einen Zahn ersetzt wird, so wird der Lichtpunkt dem Beobachter abwechselnd sichtbar und wieder unsichtbar. Wenn aber in der Zeit, in welcher ein Zwischenraum durch einen Zahn ersetzt wird, das Licht den Weg zwischen den beiden Fernröhren hin und zurücklegt, so bleibt der Lichtpunkt dem Beobachter fortwährend unsichtbar, dagegen beständig sichtbar, sobald die Rotationsgeschwindigkeit verdoppelt wird, weil während der Zeit, während welcher das Licht den Weg hin und zurückgelegt hat, auch schon der Zahn im Gesichtsfelde vorübergegangen ist und wieder ein Zwischenraum vor den Blick des Beobachters sich stellt, der das ankommende Licht zum Auge läßt. Die Entfernung der beiden Fernröhre war bei Fizeau's Messungen = 8633 Metern = 1 geogr. Meile und 1226 Meter; die erste Verfinsterung ergab sich bei 12.6 Umdrehungen des Rades in einer Secunde; mithin geschah eine Umdrehung in der Zeit von $\frac{1}{12.6}$ einer Secunde. Da nun die Breite eines Zwischenraumes den 1440. Theil des ganzen Umfangs betrug, so ist die Zeit, in der ein Zwischenraum durch einen Zahn ersetzt wurde, und in der das Licht den Weg hin und zurück, mithin der Weg von 2 geog. Meilen und 2452 Metter machte, gleich $\frac{1^{tel}}{18144}$ einer Secunde, woraus sich ergibt, daß das Licht 42,294 geog. Meilen in einer Secunde zurücklegt. Das Mittel aus 28 Beobachtungen war die Geschwindigkeit von 42,569 geog. Meilen, während die genauesten astronomischen Beobachtungen 41,518 Meilen ergeben haben, und dieß nur mit einem wahrscheinlichen Fehler von 23 Meilen.

§. 2.

Bunsen's Photometer.



Wenn man ein Blatt vom starken Zeichenpapier zur Hälfte von a bis b mit Stearinsäure tränkt, und dann von der einen Seite z. B. von A beleuchtet, so erscheint dem auf derselben Seite befindlichen Auge die Hälfte ab, welche einen großen Theil der auffallenden Lichtmenge durchläßt, dunkel dagegen die andere Hälfte bc hell, weil diese das Licht größtentheils zurückwirft. Wird aber das Blatt noch von einem auf der Seite B stehenden gleichstarken Lichte erhellt, so wird der Verlust an Helligkeit bei ab durch das von der Seite B kommende Licht vollkommen ausgeglichen, und die beiden Hälften der Papierfläche erscheinen gleich hell. Die geringste Ungleichheit in der von den beiden Lichtquellen ausgehenden Erleuchtung der beiden Seitenflächen wird an einer Ungleichheit in der Helligkeit der beiden Hälften ab und bc bemerkbar. Will man nun die Lichtstärke irgend einer Lichtquelle B mit der Lichtstärke einer möglichst constanten Lichtquelle A z. B. einer Argand'schen Lampe vergleichen, so stellt man letztere in eine bestimmte Entfernung von ac auf eine und die erstere auf die andere Seite, nähert oder entfernt dann die Lichtquelle B solange bis eine gleiche Helligkeit an beiden Hälften der Papierfläche erzeugt wird. Ist diese Gleichheit eingetreten, so ist die Erleuchtung, welche die eine Lichtquelle erzeugt vollkommen gleich der, welche die andere bewirkt und es verhalten sich die Intensitäten der beiden Lichtquellen zu einander, wie umgekehrt die Quadrate ihrer Entfernungen von der Papierfläche.

Auf dieser Grundlage beruht das von Bunsen in der neuesten Zeit construirte Photometer. In einem inwendig geschwärzten Kasten ist eine Argand'sche Lampe und an der ihr gegenüberstehenden Wand ist ein Auszugsrohr, dessen äußere Oeffnung man mit einer weißen Papierfläche verschließt; diese Papierfläche tränkt man bis auf eine sehr kleine Kreisfläche in der Mitte mit Stearinsäure. Der Kasten läßt sich auf einer mit einer Maßeintheilung versehenen Rinne hin und her schiebenr und der Lichtquelle B, deren Lichtstärke man mit der Lichtstärke der Argand'schen Lampe vergleichen will, nähern oder von ihr entfernen

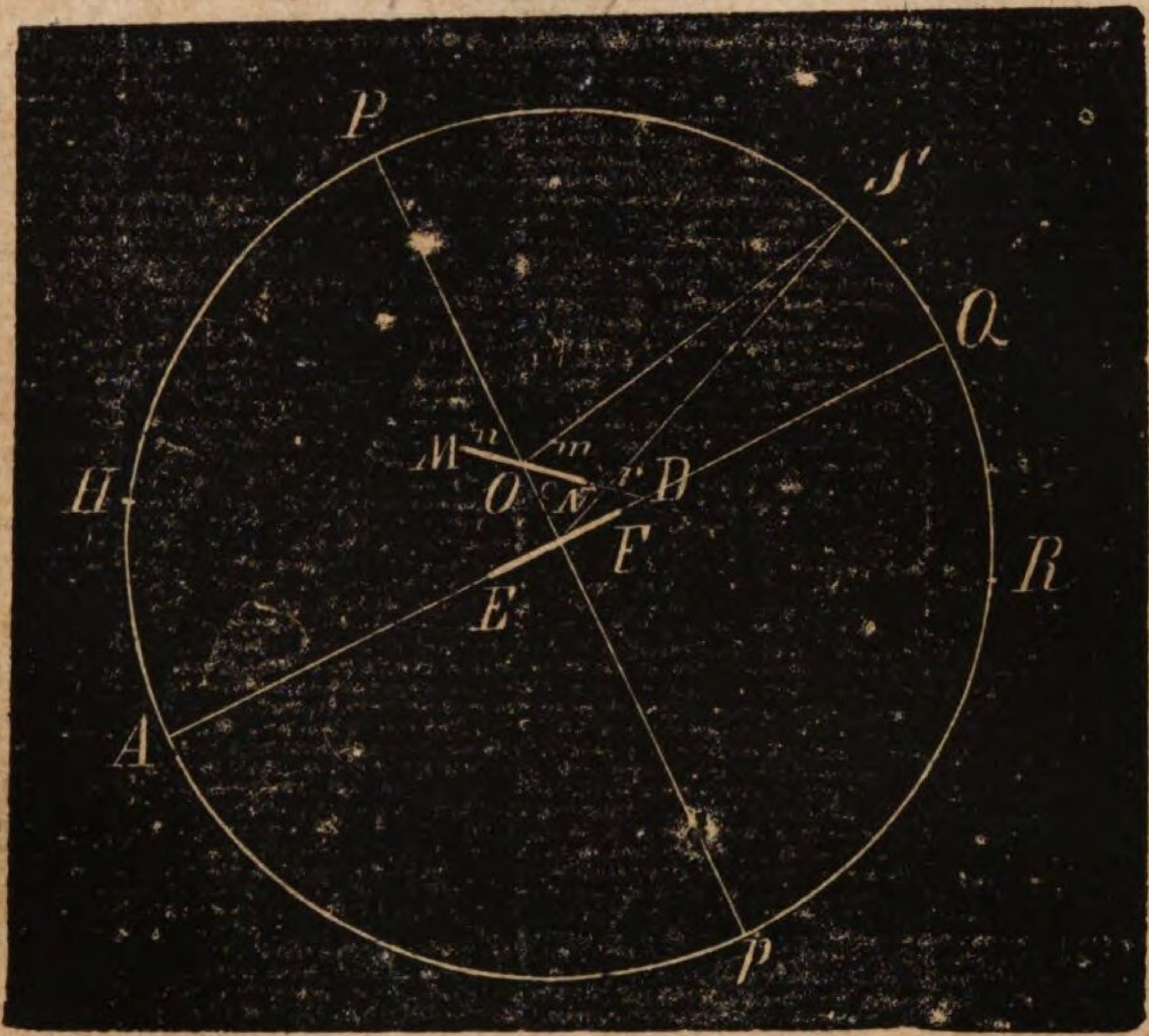
so lange die Papierfläche von B schwächer erleuchtet wird, als von der Lampe, erscheint der ungetränkte Ring weniger hell, als der Transparente. Man nähert dann den Kasten der Lichtquelle B bis eine gleiche Helligkeit wahrgenommen wird.

Will man die Intensität verschieden gefärbter Lichtquellen vergleichen, so vermindert man, indem man dickeres Papier nimmt, oder die frühere Papierfläche zwischen zwei Glasplatten bringt, den Unterschied der Transparenz und macht dadurch das Instrument weniger empfindlich. Denn ist z. B. die vordere Papierfläche durch röthliches, die hintere durch weißes Licht erleuchtet, so wird der transparente Theil, der viel weißes Licht durchläßt, schwächer roth erscheinen als der andere; wenn aber der Unterschied in der Transparenz vermindert wird, so verschwindet nach und nach der Farbenunterschied für das Auge, während der Uebergang von Hell zu Dunkel noch deutlich wahrgenommen wird.

§. 3.

Heliostat mit zwei Spiegeln.

Bei optischen Versuchen bedarf man eines directen Sonnenstrahles, der in ein verfinstertes Zimmer geleitet, eine längere Zeit hindurch unveränderlich dieselbe Richtung behält; dieß bewirkt man mittelst eines Apparates, den man Heliostat nennt, und der in seiner einfachen Form aus einem Spiegel A besteht, welcher so gestellt und von einem Uhrwerke so bewegt wird, daß er den einfallenden directen Sonnenstrahl, ungeachtet die Sonne ihren Stand am Himmel beständig ändert, stets in der Richtung der Weltaxe folglich immer in einer und derselben Richtung gegen einen zweiten Spiegel B reflectirt, von dem er dann dorthin geführt wird, wo wir ihn brauchen. Es frägt sich nun vor allem, welche Stellung muß dem Spiegel A gegeben werden?



Es sei Pp die Weltaxe, S die Sonne, PSp der Declinationskreis, dessen Ebene die Ebene des Aequators in der Geraden AC schneidet, so gibt der Bogen SQ die Declination der Sonne an, die wir mit δ bezeichnen wollen, und die eben so viele Grade, Minuten und Secunden zählt, als der Centriwinkel SEQ; ein Uhrwerk werde so aufgestellt, daß sein Zifferblatt, in die Ebene des Aequators, somit die Gerade EF, in der es vom Deklinationskreise geschnitten wird, in die Linie AQ zu liegen kommt; der Winkel, den das Zifferblatt mit dem Horizonte bildet, wird dann der Aequatorshöhe des Ortes gleich sein, und die Zeigeraxe CO, die auf dem Zifferblatte senkrecht steht, in die Richtung der Weltaxe P fallen. Die Zeigeraxe, die während 24 Stunden eine Umdrehung macht, trägt den Spiegel A; der um eine in seiner Ebene liegende und zum Zifferblatte parallele Axe drehbar ist, und nun gegen die Sonne in der Art gestellt wird, daß der einfallende Sonnenstrahl SO in der Richtung OP reflectirt wird; offenbar ist in diesem Falle die Einfalls- und Reflexionsebene SOP in der Ebene des Declinationskreises, die Neigungsaxe des Spiegels senkrecht auf dieser Ebene und die Neigung desselben gegen das Zifferblatt

$$MDE = 45 - \frac{\delta}{2}$$

d. h. um die halbe Declination der Sonne für den Zeitpunkt des Versuchs kleiner als 45°; denn da die auffallenden Sonnenstrahlen SO und SC unter sich parallel sind, so sind die Winkel m und r einander gleich; setzt man den Winkel ODF = p so ist der äußere Winkel r = δ + p, und vermöge des Reflexionsgesetzes m = n = o, somit auch

$$o = \delta + p$$

allein der Winkel OCD ist ein rechter, mithin auch o + p = 90° somit δ + 2p = 90 und

$$p = MDC = 45 - \frac{\delta}{2}$$

Wir haben die Sonne über dem Aequator stehend, mithin eine nördliche Declination derselben angenommen; hat die Sonne eine südliche Declination, so ist δ negativ zu nehmen, und die Neigung des Spiegels MN gegen das Zifferblatt ist dann gleich $45 + \frac{\delta}{2}$.

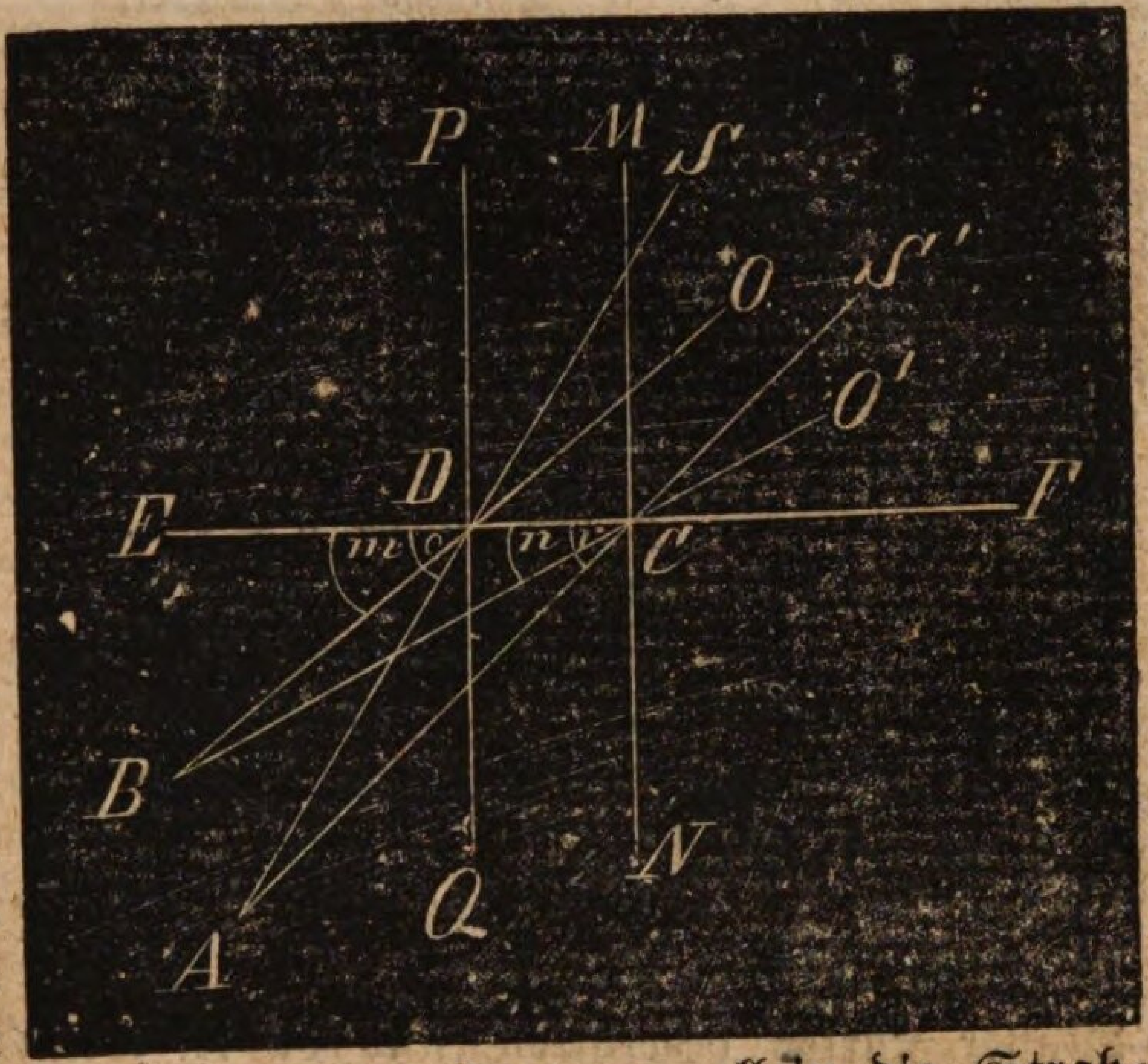
Die Axe des Zifferblattes ist noch mit einem Zeiger versehen, den man nach wahrer Sonnenzeit richtet, nachdem man das Zifferblatt gehörig orientirt d. h. so eingerichtet hat, daß die Zahl 12 in die Meridianebene zu liegen kommt. Hat nun das Zifferblatt, der Spiegel und der Zeiger die richtige Stellung erhalten, so wird die Uhr in Gang gesetzt und dadurch der Spiegel so bewegt, daß die Einfalts- und Reflexionsebene des direkten Sonnenstrahls beständig in der Ebene des Declinationskreises, dessen Stellung sich mit dem Stande der Sonne fortwährend ändert, verbleibt, und da bei dieser Bewegung die Neigung des Spiegels gegen das Zifferblatt sich nicht ändert, stets in der Richtung der Weltaxe OP reflectirt wird.

Es gibt auch Heliostaten mit einem einzigen Spiegel, deren Einrichtung jedoch viel complicirter ist, und die deshalb seltener im Gebrauche sind.

§. 4.

Einfluß der Brechung des Lichtes auf den scheinbaren Ort eines im Wasser gesehenen Gegenstandes.

Im §. 38 wird gezeigt, daß ein unter der Oberfläche des Wassers befindlicher Punct von einem über dem Wasser stehenden Beobachter nicht an seinem wahren Orte, sondern an einem andern, höher liegenden gesehen wird. Dieß kann streng mathematisch auf folgende Art bewiesen werden:



Es sei EF der Wasserspiegel, und A ein leuchtender Punct, OO′ die Pupille des Auges; würde d ese Pupille in der Lage SS′ sich befinden und fände keine Brechung der Lichtstrahlen bei ihrem Uebergange aus dem Wasser in die Luft Statt, so würde der Lichtkegel SAS′ in das Auge eintreten und der leuchtende Punct A an seinem wahren Orte erscheinen; allein die Strahlen wie z. B. AC und AD werden sobald sie an die ebene Oberfläche des Wassers kommen, von ihren Einfallslothen gebrochen und gelangen in das Auge, in den Richtungen DO und CO′, die rückwärts verlängert sich im Puncte B schneiden, weshalb das Auge den leuchtenden Punct A nun in B sieht. Der Ort B liegt höher als A, weil der Winkel OBO′ größer ist als der Winkel SAS′. Um dieß zu beweisen, wollen wir den ersteren Winkel mit B den zweiten mit A anzeigen, mit a und a′ die Einfalls- und mit b und b′ die Brechungswinkel der Strahlen SD und SC, ferner mit n den Brechungsexponenten beim Uebergange eines Lichtstrahls aus der Luft ins Wasser bezeichnen; n ist daher größer als die Einheit. Es sei

$ADE = o = 90^\circ - a$, und $ODF = EDB = m = 90^\circ - b$,
$ACE = r = 90^\circ - a'$, und $O'CF = ECB = p = 90^\circ - b'$

so ist

$$o - r = a' - a \text{ und } m - p = b' - b.$$

Da

$$o = A + r, \text{ somit } A = o - r, \text{ und}$$
$$m = B + p, \text{ somit } B = m - p, \text{ so ist}$$
$$A = a' - a = \alpha \text{ und } B = b' - b = \beta$$

Wir haben nun zu zeigen, daß $B > A$, somit daß $\beta > \alpha$ ist, wo α und β nur sehr klein sein können, weil die Strahlen SD und SA sehr nahe an einander liegen, deshalb ist es gestattet

die Cosenusse von α und β gleich der Einheit und die Sinusse gleich ihren Bögen zu setzen. Es ist

$$a' = a + \alpha, \text{ und } \sin. a' = \sin. a + \alpha \cos. a$$

$$b' = b + \beta \text{ und } \sin. b' = \sin. b + \beta \cos. b$$

Nun ist beim Uebergange des Lichtstrahls SD in die Luft

$$\sin. b = n \sin. a, \text{ und } \sin. b' = n \sin. a'$$

mithin $\sin. b + \beta \cos. b = n \sin. a + n \alpha \cos. a$, und

$$\beta \cos. b = n \alpha \cos. a$$

folglich $\beta : \alpha = n \cos. a : \cos. b$ oder

$$\beta^2 : \alpha^2 = n^2 \cos.^2 a : \cos.^2 b, \text{ oder auch}$$

$$\beta^2 : \alpha^2 = n^2 - n^2 \sin.^2 a : 1 - \sin.^2 b$$

Da nun $n > 1$ folglich auch $n^2 - n^2 \sin.^2 a > 1 - \sin.^2 q$ so folgt, daß auch

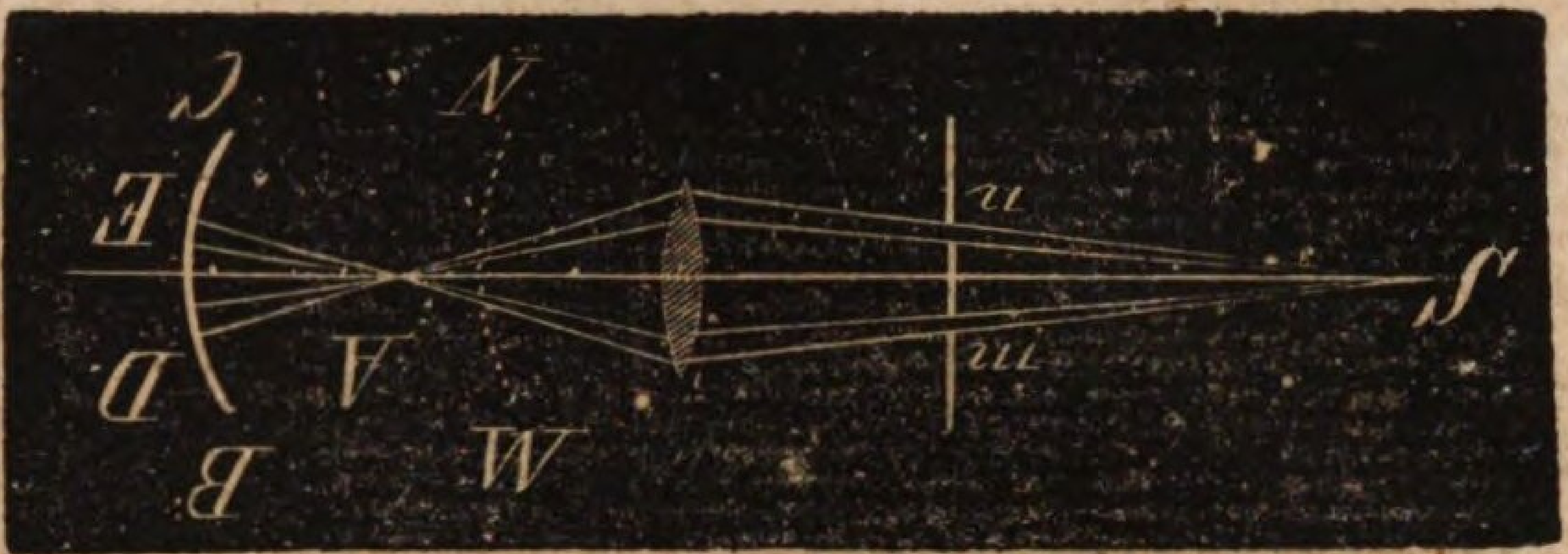
$\beta^2 > \alpha^2$ und somit $\beta > \alpha$ was zu erweisen war. Die Strahlen, SD und SC müssen nach ihrem Austritte aus dem Wasser stärker divergiren, und daher, wenn sie verlängert werden, sich in einem höher liegenden Puncte B schneiden, als es ohne Brechung geschehen wäre.

Zur Lehre vom Auge.

§. 5.

Scheinerischer Versuch.

Man macht in ein Kartenblatt zwei feine Nadelstiche, deren Entfernung von einander kleiner ist als der Durchmesser der Pupille und stellt das Kartenblatt dicht vor das Auge, so daß man durch beide Löcher sieht; betrachtet man nun einen kleinen Gegenstand (z. B. eine Stecknadel oder eine feine in einem Kartenblatte gemachte Spalte,) den man vor- und rückwärts bewegt, so erblickt man ihn bei einem Abstande von 6 bis 10 Zoll d. i. in der Weite des deutlichsten Sehens einfach, in jedem anderen Abstande erscheint er doppelt und die Bilder entfernen sich desto mehr von einander, je näher oder je weiter vom Auge dieser Gegenstand steht. Hält man ihn nahe am Auge und verschließt mit einem zweiten Kartenblatte das rechts liegende Loch, so verschwindet das rechts stehende Bild; stellt man den Gegenstand über die Sehweite hinaus und verschließt das Loch auf der rechten Seite, so verschwindet das Bild auf der linken und nicht auf der rechten Seite.



Diese Erscheinung läßt sich leicht erklären, wenn wir berücksichtigen, daß in dem Falle, wo der leuchtende Punkt S in der deutlichen Sehweite steht, die von ihm durch die beiden Oeffnungen m und n ins Auge eintretenden Strahlen in einem Punkte A auf der Netzhaut sich vereinigen, weßhalb der leuchtende Punkt nur einfach gesehen werden kann; wird aber die Entfernung von S kleiner als die deutliche Sehweite, so fällt der Vereinigungspunkt der Strahlen hinter die Netzhaut, so daß auf diesen jedes Strahlenbündel einen kleinen hellen Kreis bildet und daher der Punkt S doppelt wahrgenommen wird; das Bild, welches die Strahlen erzeugen, die durch das rechts liegende Loch eintreten, liegt in diesem Falle auch rechts auf der Netzhaut. Wenn hingegen ein fern liegender Punkt betrachtet wird, so fällt der Vereinigungspunkt vor die Netzhaut; hinter diesem Punke divergiren die Strahlen und jedes Bündel bildet auf der Netzhaut abermals einen kleinen Kreis, mithin erscheint der fernstehende Gegenstand wieder doppelt, aber weil sich die Strahlen im Vereinigungspunkte kreuzen, so erscheint das Bild, welches die durch das rechtsstehende Loch eintretenden Strahlen erzeugen, auf der linken Seite.

Weil der kleine Gegenstand, den man mit einem Auge durch die kleinen Oeffnungen betrachtet nur in der Weite des deutlichen Sehens einfach gesehen wird, so gibt uns dieser Versuch ein Mittel an die Hand, die deutliche Seheweite zu ermitteln. Man nennt solche Instrumente Optometer. Stampfer hat ein auf dem Scheiner'schen Versuche gegründetes Optometer construirt. — Durch eine kleine Oeffnung sieht man nahe und ferne Gegenstände deutlich, weil das von einem Punkte ins Auge kommende Strahlenbündel immer nur in einem äußerst kleinen, einem Punkte nahe kommenden Kreise die Netzhaut trifft, mag der Gegenstand nahe oder ferne liegen.

§. 6.

Irradiation.

In der neuesten Zeit hat Plateau vielfache Versuche über die Erscheinung der Irradiation angestellt, um die Gesetze derselben zu ermitteln. Eine dazu geeignete Vorrichtung stellt



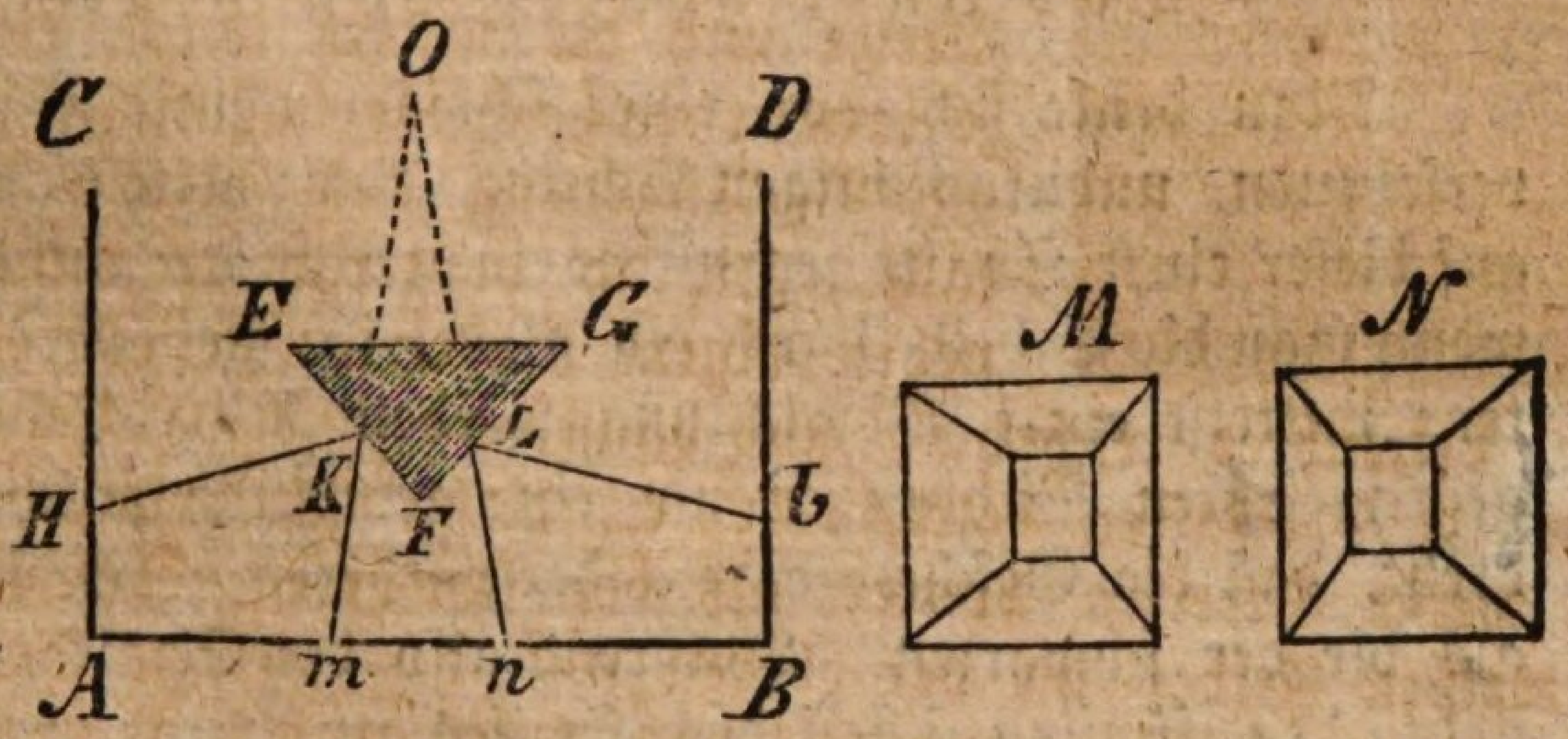
Fig. 6 dar; die obere Hälfte einer Papierscheibe von beiläufig 8 Zoll Höhe und 6½ Zoll Breite überzieht man mit weißem Papier und streicht die untere schwarz an, theilt hierauf die obere Hälfte durch einen schwarzen Streifen von 2 Linien Breite und die untere durch einen eben so breiten weißen, so daß dieser genau in die Verlängerung des oberen schwarzen fällt. Die so vorgerichtete Scheibe wird neben einem Kasten aufgestellt, damit sie wohl beleuchtet erscheine, und dann von einer Entfernung von 2 bis 2½ Klafter betrachtet; in dieser Entfernung erscheint der weiße Streifen breiter als der schwarze. Schneidet man die weißen Felder an der oberen und den weißen Streifen an der unteren Hälfte ganz aus und befestigt die Pappscheibe an einer Fensterscheibe so, daß man durch die ausgeschnittenen Theile den hellen Himmel sieht, so erscheint der Unterschied in der Breite des oberen dunkeln und des untern hellen Streifens noch auffallender. Die Größe der Irradiation wächst nämlich mit der Helligkeit des Gegenstandes und dem Unterschiede in der Lichtstärke desselben mit der seiner Umgebung; sie ist nicht bei allen Personen gleich groß, und zeigt sich bei allen Entfernungen des Gegenstandes.

Die Irradiation ist die Ursache, daß man einen schmalen hellen Streifen auf einem dunklen Grunde immer breiter, dagegen einen dunklen auf einem hellen Grunde immer schmäler sieht, als er wirklich ist; ferner, daß die Sichel des Mondes, wenn sie mit freiem Auge betrachtet wird, einer größeren Scheibe anzugehören scheint, als der dunkle Theil desselben. Beobachtet man den Mond oder einen anderen Himmelskörper mit dem Fernrohre, so erscheint er frei von der Irradiation, denn man findet den Durchmesser desselben immer gleich groß, mag man die Messung am Tage, wo er nur matt auf dem hellen blauen Himmel erscheint, oder bei Nacht vornehmen, wo der Unter-

schied in seiner Helligkeit und der des Hintergrundes sehr groß ist; Die Ursache liegt darin, daß durch das Fernrohr nur der Durchmesser des Himmelskörpers, aber nicht die Irradiation vergrößert wird, und daher die Vergrößerung, die der Durchmesser durch die Irradiation erleidet im Vergleich zu der, die durch das Fernrohr erzeugt wird, zu klein ist, um noch bemerkt zu werden, dieß um so mehr, da durch die starke Vergrößerung die Lichtstärke vermindert und somit der Einfluß der Irradiation geringer wird.

§. 7.

Stereoscop von Wheatstone.



Die Wichtigkeit des Gebrauchs beider Augen hat Wheatston auf folgende Art bewiesen: Zwischen drei senkrecht auf einander stehenden Wänden, deren Grundriß ACBD ist, befinden sich zwei unter einem rechten Winkel stehende Spiegel EF und FG, und an der Vorderwand AB sind zwei Oeffnungen m, n für die beiden Augen angebracht. Man bildet z. B. eine abgestumpfte Pyramide deren Spitze gegen die Mitte von AB gerichtet ist, einmal so ab, wie sie sich dem linken Auge m in der Entfernung mO darstellen würde, und wie es durch die Fig. M ungefähr gezeigt wird, dann zum zweiten Male so, wie sie vom rechten Auge in derselben Entfernung gesehen würde, beiläufig wie es die Fig. N zeigt; befestigt dann die Abbildung M an der Wand AC in H und N an der Wand BD in J und rückt die beiden Spiegel so daß mK + HK = mO. Sieht man nun mit beiden Augen durch die Oeffnungen, so glaubt man eine wirkliche Pyramide mit der Spitze gegen das Auge gekehrt vor sich zu haben; verwechselt man die beiden Bilder in ihrer Lage, so erscheint eine vertiefte Pyramide, deren Spitze vom Auge abgewendet ist. Abbildungen von Büsten, Ornamenten und andern erhabenen Gegenständen, die nach den Regeln der gewöhnlichen Perspective für jedes Auge aufgenommen werden, erscheinen wie Modelle. —

Stellt man an die Stelle der Bilder bloß zwei weiße Blätter auf, so sieht man das Bild derselben mit beiden Augen heller als mit einem, zum Beweise, daß der Gebrauch beider Augen die Helligkeit erhöht; sind die Blätter mit verschiedenen Farben bemahlt, so erblickt man eine Mischfarbe; sind die Farben genau complementär, so sieht man sie nach Dove weiß.

Brewster hat dem Stereoscop eine neue Form gegeben, so daß man es wie ein Doppel-Theaterperspective vor das Auge halten kann. Die Oeffnungen m und n sind mit passenden Linsen versehen, deren Axen nach O gerichtet sind.

§. 8.

Das Anorthoscop von Plateau.

Man denke sich vor einer schwarzen mit einigen Spalten versehenen, undurchsichtigen Scheibe, eine zweite transparente, und auf dieser einer Spalte gegenüber einen Punct a, auf den man sieht, wenn man die Scheibe durch ein hinter ihr stehendes Licht erleuchtet; mittelst einer Vorrichtung werden beide Scheiben in entgegengesetzten Richtungen um eine gemeinschaftliche Axe so gedreht, daß die Geschwindigkeit der vorderen z. B. 4mal größer ist als die der schwarzen. Während also die Spalte, durch die man sieht, den fünften Theil des Kreises zurücklegt, hat der Punct a an der andern Scheibe in entgegengesetzter Richtung ⁴/₅ Theile zurückgelegt, und steht somit wieder vor der Spalte, und so jedesmal, so oft die Spalte um ¹/₅ der ganzen Umdrehung weiter rückt. Das Auge, das durch die Spalte sieht, erblickt daher beim schnellen Drehen wegen der Dauer des Lichteindruckes den Punct a an fünf verschiedenen Stellen, also fünfmal.

Plateau verzeichnet nun auf einer Scheibe innerhalb eines Sectors, der dem fünften Theile der Kreisfläche gleich ist, eine Figur in ihren natürlichen Dimensionen, theilt durch Radien den Sector in mehrere gleiche Theile und in eben so viele eine zweite Scheibe, zieht an beiden eine gleiche Anzahl von concentrischen Kreisen, und trägt nun die Theile der Figur, die in einem Viereck verzeichnet sind, in das entsprechende Viereck an der zweiten Scheibe; dadurch erscheint die Figur an der letzteren Scheibe so verzerrt, daß man sie kaum mehr zu erkennen vermag. Macht man nun die letztere Scheibe transparent, setzt sie vor die schwarze Scheibe an die gemeinschaftliche Axe an und beleuchtet sie, so kommen beim schnellen Drehen alle Theile der verzerrten Figur vor eine Spalte, während diese um den 5. Theil

der Kreisperipherie weiter rückt; daher erblickt das Auge die Figur wieder auf einen Kreissector zusammengedrängt, der den fünften Theil der ganzen Scheibe beträgt, und sieht sie somit in ihren natürlichen Dimensionen und zwar fünfmal. An der schwarzen Scheibe sind bei dem angenommenen Verhältniße der Geschwindigkeiten 4 Spalten angebracht; die Eindrücke, die jede Spalte für sich gibt, decken sich und das Bild zeigt sich viel heller, als es bei einer einzigen Spalte wäre.

§. 9.

Zu subjektiven Farben.

Eine Bestätigung der im §. 73 vorkommenden Erklärung der subjektiven Farben gibt das Diploscop von Schaffgotsch, das aus einer drehbaren Scheibe besteht, deren eine Hälfte roth, die andere grün bemalt ist, und die durch zwei vor den Augen gehaltene Röhren betrachtet wird. Hat das eine Auge nur roth und das andere nur grün bis zur Ermüdung gesehen, so wird die Scheibe gedreht, und nun erscheint keine Mischung beider Farben, sondern das erste Auge sieht nur grün, und das zweite nur Roth.

Wenn von zwei gefärbten Schatten der eine roth und der andere grün gesehen wird, und man beobachtet den grünen durch ein Rohr, das inwendig geschwärzt ist, so erscheint er fortdauernd grün, ohne das jetzt der Contrast mit dem rothen Lichte mitwirkt; man kann jedoch daraus gegen die Seite 75 gegebene Erklärung der gefärbten Schatten nichts folgern, weil die grüne Färbung nicht erscheint, wenn man durch das Rohr auf den Schatten zu sehen beginnt, bevor noch vor das eine Licht ein rothes Glas gestellt worden ist, aber sogleich sich einstellt, wenn man das Rohr hinwegnimmt. Die grüne Farbe des einen Schattens sieht man durch das Rohr auch dann noch, wenn man das rothe Glas vom Lichte wegegezogen hat, ferner auch dann, wenn man ein anderes gefärbtes Glas an die Stelle des rothen setzt; allein nach Entfernung des Rohrs erscheint der Schatten alsogleich mit der dem letzten Glase entsprechenden complementären Farbe.

Die blauen Schatten der Körper, die man auf einer weißen Wand oder auf dem Schnee bei heiterem Himmel beobachtet, wenn die Sonne auf- oder untergeht, kommen wohl daher, daß der blaue Himmel den Schattenraum erleuchtet; wenn die Sonne hoch steht, so ist ihr Licht bereits so intensiv, daß der Eindruck

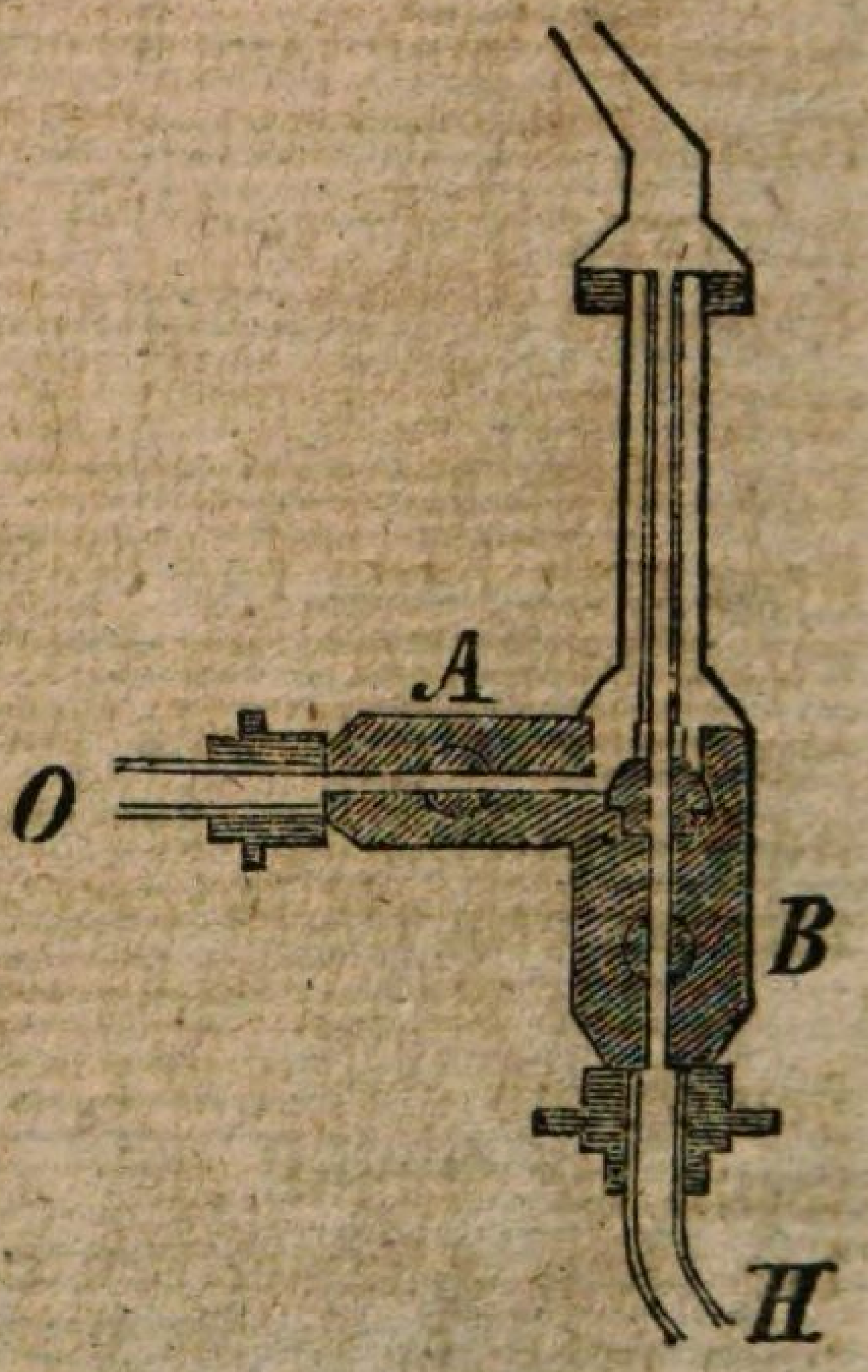
des blauen Himmels verschwindet. — Man sieht zuweilen den Schnee der Alpengebirge nach dem Sonnen-Untergange violett, weil sich das rothe Licht des Abendroths mit dem blauen des Himmels vermischt.

Gegen die angegebene Erklärung der subjektiven Farben hat J. Müller eingewendet, daß man auch auf einer schwarzen Fläche und ganz im Dunkeln die complementären Farben wahrnimmt, mithin das weiße Licht nicht nöthig ist. Allein die complementäre Farbe, die man auf einer dunklen Fläche sieht, ist bei weiten nicht so hell, als wenn man das Auge auf eine weiße Fläche richtet; dieß beweist schon, daß das Weiß an der Erscheinnng viel Antheil hat; dann ist zu beachten, daß die dunkle Fläche, an der die complementäre Farbe erscheint, niemals absolut dunkel ist, sondern immer etwas weißes Licht zurückwirft.

§. 10.

Hydro-Oxygengas-Mikroskop.

Da das beim Sonnenmikroskop nothwendige Sonnenlicht uns nicht immer zu Gebothe steht, so construirte man in der neuesten Zeit Mikroskope, in welchem man das Sonnenlicht durch ein sehr intensives Licht ersetzt, welches Drummond'sches Licht heißt, und erzeugt wird, wennman eine Knallgasflamme gegen einen Zylinder von Kalk leitet. Zur Erzeugung dieses Lichtes dient ein eigener von Daniel construirter Doppelhahn Fig. 8. es sind nämlich zwei Hähne A und B in einem Messingstücke angebracht, an dem zwei Röhren angeschraubt sind, wovon die eine O mit einem durch Kautschauk luftdicht gemachten und mit Sauerstoffgas gefüllten Sack, die andere H mit einem zweiten ähnlichen aber mit Wasserstoffgas gefüllten verbunden ist; die Verbindung wird durch biegsame Röhren, die aus einem mit Kautschauk luftdicht gemachten Stoff verfertigt sind zu Stande gebracht. Das Wasserstoffgas strömt zu der Spitze durch eine



besondere Röhre, die von einer anderen concentrischen Röhre umgeben ist, durch die das Sauerstoffgas geht, so daß die Mengung beider Gase erst oben in dem angesetzten Winkelrohre Statt findet, und dieß stets nur in kleiner Menge, weshalb eine nachtheilige Explosion unmöglich ist. Dem Winkelrohr gegenüber steht auf einem Stifte ein in der Mitte durchbohrter Cylinder von Kalk, der mit Gummi angemacht ist. Die Säcke sind mit Gewichten belastet, und dadurch die Gase verdichtet. Man öffnet zuerst den Hahn B, zündet das ausströmende Wasserstoffgas an und vergrößert durch langsames Oeffnen des zweiten Hahnes A die ausströmende Sauerstoffmenge, so lange ein Zunehmen in der Lichtstärke des nun glühenden Kalkes beobachtet wird; ist die Lichtstärke am größten, so geschieht die Mengung der beiden Gase genau in dem Verhältniße, in welchem sie Knallgas bilden, nämlich es tritt in jeder Secunde doppelt soviel Wasserstoffgas als Sauerstoffgas heraus. Der Stift, auf dem der Kalkcylinder steht, ist mit einem Uhrwerke in Verbindung, das den Cylinder langsam um seine Axe dreht und zugleich in die Höhe schiebt; dadurch geschieht es, daß die Flammenspitze des Knallgases immer neue Stellen an der Oberfläche des Kalkcylinders trifft, daß an jeder Stelle nur wenig und gleich viel Kalk verflüchtigt wird, mithin die Entfernung der Oberfläche von der Ausflüsterung des Winkelrohrs nicht bedeutend geändert wird. Der Stift kann sammt dem Uhrwerke horizontal bewegt werden, um den Kalkcylinder jedesmal in die Entfernung von der Ausflußöffnung des Rohrs zu bringen, bei welcher die Lichtstärke am größten erscheint. Die Lichtstärke hängt aber auch von der Menge der in jeder Secunde ausströmenden Gase, mithin von der Belastung der Säcke ab.

Das Kalklicht befindet sich in einem mit Thüren versehenen und von allen Seiten wohl verschließbaren Kasten, der an einer Seitenwand eine runde Oeffnung hat, in die man den Linsenapparat einsetzt. Dieser Linsenapparat besteht aus einer stark converen Beleuchtungslinse, welche die Strahlen des in ihrem Brennpunkte stehenden glühenden Kalkcylinders zuerst parallel macht; eine zweite weiter stehende Sammellinse macht sie convergirend, und führt sie einer dritten Sammellinse zu, durch welche sie in einem Punkte vereinigt werden. Nahe an diesem Punkte wird das kleine Object gestellt, dessen Bild durch ein aplanatisches Objectiv an einer Wand hervorgebracht wird. Jedoch ist es niemals möglich, durch das Kalklicht Bilder von

so großer Helligkeit zu bekommen, wie man sie bei Anwendung des directen Sonnenlichtes erhält. Man hat deshalb vorgeschlagen, anstatt des Kalklichtes das sogenannte electrische Sonnenlicht zu gebrauchen, allein dieses ist für den Gebrauch zu unbequem und zu kostspielig.

§. 11.

Rosse's Riesentelescop.

In der neuesten Zeit construirte der Carl of Rosse in Parsonstown unweit Dublin ein catoptrisches Riesentelescop dessen parabolisch gekrümmter Hohlspiegel 6 englische Fuß Oeffnung und 50 englische Fuß Brennweite hat. Damit sind Nebelflecke, die bisher kein Instrument auflösen konnte, in Sternschwärme aufgelöst, und die Gestalt anderer ist zum ersten Male erkannt worden. Das Licht des Sirius erscheint dem Auge eben so wenig erträglich, wie das electrische zwischen zwei Kohlenspitzen

§. 12.

Mit großen Fernröhren hat man selbst Sterne von der 9. Größe am Tage beobachtet; wie dieß möglich ist, wußte man lange nicht, bis uns Arago mit einer befriedigenden Erklärung erfreute.

Das Fernrohr, indem es die erleuchteten, im Gesichtsfelde liegenden Theile der Luft vergrößert, entfernt sie von einander vermindert dadurch die Intensität der Erleuchtung, und verdunkelt somit das Gesichtsfeld; während es, ohne das Bild des Fixsternes merklich auszudehnen, eine Menge der von ihm kommenden intensiven Strahlen der Pupille zuführt.

Wir sehen also nur durch den Unterschied des Lichtes des Fixsternes und des Luftfeldes, d. h. derjenigen Luftmasse welche den Stern im Fernrohr umgibt. — Planetenscheiben verlieren in dem vergrößernden Fernrohre durch Ausdehnung, die sie erfahren, ihre Lichtintensität in dem Maße wie das Luftfeld. — Die Vergrößerung der scheinbaren Bewegung erleichtert noch mehr das Erkennen der Gestirne am Tage, weil stets andere und andere Puncte der Netzhaut gereizt werden; so werden bekanntlich schwache Schatten erst bemerkt, wenn man ihnen eine Bewegung geben kann.

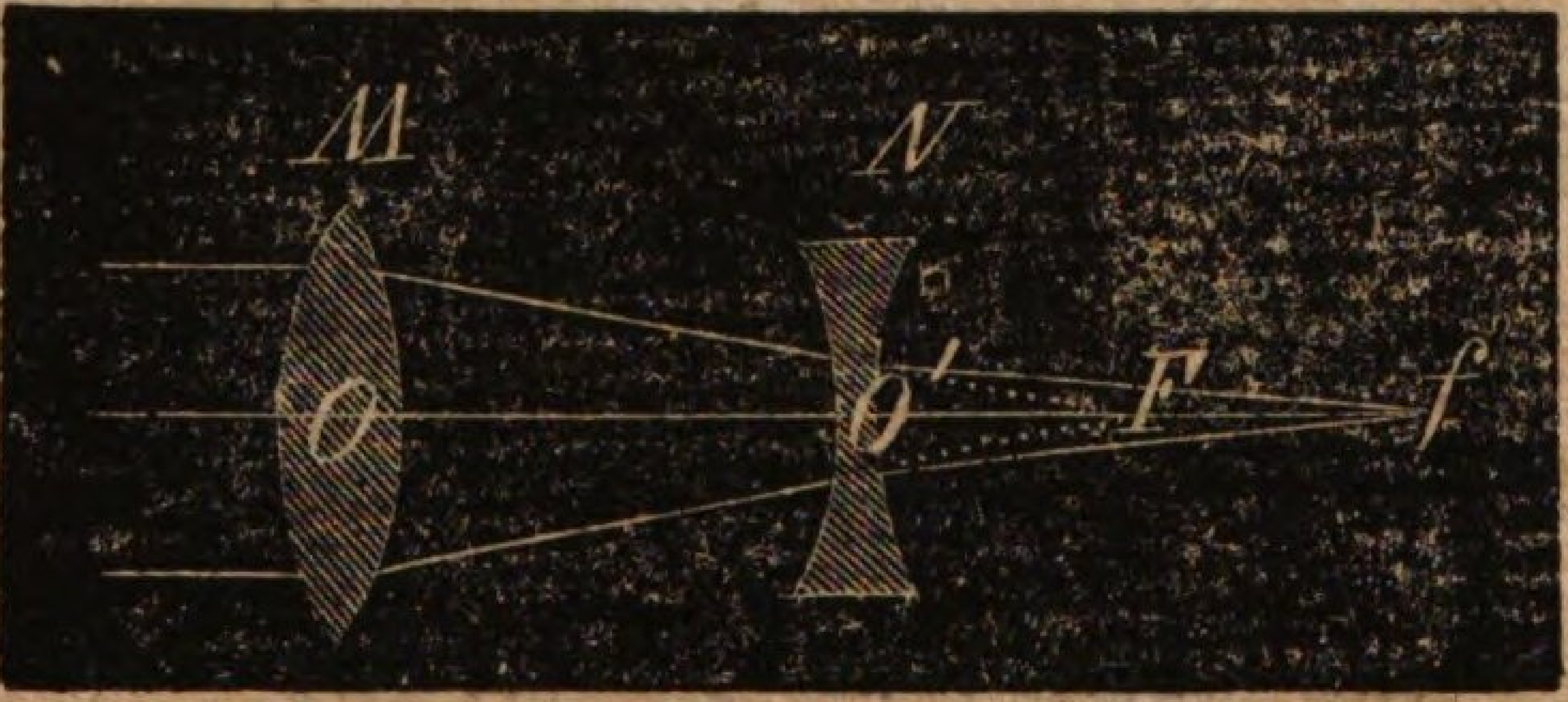
§. 13.

Bei den astronomischen Fernröhren sind an einem Ringe in einem auf der Axe senkrechten und durch den Brennpunct des

Objectivs gehenden Ebene zwei feine Fäden gespannt, die sich unter rechten Winkeln durchkreuzen, so daß das vom Objectiv in der Brennweite hervorgebrachte Bild von diesen Fäden bedeckt erscheint. Der Durchschnittspunct des Fadenkreuzes biethet dem Beobachter einen festen und unveränderlichen Punct dar, mit welchem man die Lage der Sterne leicht und sicher vergleichen kann, indem man bei jeder Beobachtung durch eine angemessene Bewegung des Fernrohrs den Stern nur in diesen Durchschnittspunct zu bringen hat. Damit das Fadenkreuz bei Einstellung des Oculars nach der Sehweite des Beobachters nicht in Bewegung gesetzt werde, sondern eine feste Stellung im Fernrohre behalte, traf Ramsden die Anordnung, daß die beiden Bestandlinsen des achromatischen Oculars auf eine Seite des vom Objectiv hervorgebrachten Bildes zu stehen kommen, bei welcher Anordnung jedoch der Achromatismus außerhalb der Axe nicht so vollständig erreicht wird, wie bei der, bei zusammengesetzten Mikroskopen gebrauchten und von Campani herrührenden, Einrichtung, bei welcher das Bild zwischen beide Linsen des Oculars fällt. Der Optiker Kellner in Wetzlar gab in der neusten Zeit dem Oculare eine andere Einrichtung; nach dem Orte des Bildes und des Fadenkreuzes ist es das Ramsden'sche, das Collectivglas ist auch eine einfache Kronglaslinse, aber die zweite Linse ist eine aplanatische, deren Bestandtheile von Kron- und Flintglas mit Canadabalsam auf einander gekittet sind; diese Einrichtung gewährt ein größeres Gesichtsfeld und eine Deutlichkeit, die bis zum Rande des Gesichtsfeldes fast ganz gleich gut erscheint.

§. 14.

Ableitung der Formel $y = \frac{(1-\Delta)^2}{1-P-\Delta}$ (pag. 266).



Der Abstand der beiden Linsen, M und N nämlich OO′ Fig. 9 wird mit Δ, und die Brennweite der Crownglaslinse M mit p, die der Flintglaslinse mit p′, und die Vereinigungsweite der auf die erste Linse parallel auffallenden Strahlen nach ihrem Austritte aus der zweiten Linse, also die Größe O′f mit y bezeichnet; so ist

$$OF = p,\ O'F = p - \Delta,\ \frac{1}{O'f} = -\frac{1}{p'} + \frac{1}{O'F} \text{ mithin}$$

$$\frac{1}{y} = -\frac{1}{p'} + \frac{1}{p - \Delta} = \frac{-p + \Delta + p'}{p'(p - \Delta)}$$

Setzt man $p = 1$, so findet man

$$y = \frac{1 - \Delta}{1 - \frac{(1-\Delta)}{p'}} = \frac{(1-\Delta)^2}{1 - \Delta - \frac{(1-\Delta)^2}{p'}} \quad (1)$$

Bekanntlich ist $\frac{1}{p} = (n-1)\left(\frac{1}{f} + \frac{1}{g}\right)$ oder wenn

$$\frac{1}{f} + \frac{1}{g} = A \text{ so ist } \frac{1}{p} = (n-1)\,A$$

daher $$p = \frac{1}{(n-1)\,A} \text{ u. } p - \Delta = \frac{1-(n-1)\,A.\Delta}{(n-1)\,A},$$

somit $$\frac{1}{p - \Delta} = \frac{(n-1)\,A}{1-(n-1)\,A.\Delta}$$

Sind n und n′ die Brechungsexponenten des Crown- und des Flintglases für die Strahlen der mittleren, $n + dn$, und $n' + dn'$ jene für die der größten Brechbarkeit, bedeutet y die Vereinigungsweite der ersteren und y′ die der letzteren nach ihrem Austritte aus der zweiten Linse, so ist

$$\frac{1}{y} = -(n'-1)\,A' + \frac{(n-1)\,A}{1-(n-1)A.\Delta} \text{ und}$$

$$\frac{1}{y'} = -(n' + dn' - 1)\,A' + \frac{(n + dn - 1)\,A}{1-(n+dn-1)\,A.\Delta} \text{ oder}$$

$$\frac{1}{y'} = -(n'-1)\,A' - dn'.A' + \frac{(n-1)\,A}{1-(n+dn-1)\,A.\Delta} + \frac{dn.\ A}{1-(n+dn-1)\,A.\Delta}$$

Da der Achromatismus erfordert, daß $y = y'$ sei, so hat man

$$-(n'-1)A' + \frac{(n-1)\,A}{1-(n-1)A.\Delta} = -(n'-1)\,A' - dn'.\,A' + \frac{(n-1)\,A}{1-(n+dn-1)A.\Delta} + \frac{dn.A}{1-(n+dn-1)\,A.\Delta}$$

Setzt man für A und A′ ihre Werthe $\frac{1}{p\,(n-1)}$ und $\frac{1}{p'\,(n'-1)}$ in den Gliedern, wo dn und dn′ vorkommt, so erhält man

$$\frac{dn'}{p'(n'-1)} =$$

$$(n-1)A\left(\frac{1}{1-(n+dn-1)A.\Delta} - \frac{1}{1-(n-1)A.\Delta}\right) + \frac{\frac{dn}{(n-1)p}}{1-(n-1)A.\Delta - dn.A.\Delta}$$

wird in diesem Ausdrucke für A der Werth gesetzt, so findet man

$$\frac{dn'}{p'(n'-1)} =$$

$$\frac{dn}{(n-1)}\left(\frac{\Delta}{(p-\Delta)\left(p-\Delta-\frac{dn.\Delta}{n-1}\right)} + \frac{1}{(p-\Delta)-\frac{dn.\Delta}{n-1}}\right).$$

Vernachlässigt man den Nenner $\frac{dn.\Delta}{n-1}$ wegen seiner Kleinheit, so ist

$$\frac{dn'}{p'(n'-1)} = \frac{dn}{n-1} \cdot \frac{p}{(p-\Delta)2}$$ oder

$$\frac{\frac{dn}{n-1}}{\frac{dn'}{n'-1}} = \frac{(p-\Delta)^2}{pp'}$$

Bezeichnet man mit P das Verhältniß des Zerstreuungsvermögens des Crownglases zu dem des Flintglases und setzt wieder $p = 1$, so ist

$$P = \frac{(1-\Delta)^2}{p'}$$ und nun ergibt sich aus der Gleichung (1)

$$y = \frac{(1-\Delta)^2}{1-\Delta-P}.$$

§. 15.

Prof. Petzvals dioptrische Untersuchungen.

Die Dioptrik gibt die Regeln an, nach welchen durch ein schicklich gewähltes System brechender Mittel das Bild irgend eines Objectes hervorgebracht werden kann; läßt sich ein solches Bild in beliebiger Größe, Lichtstärke und Schärfe erhalten, so braucht man es nur aus der Entfernung des deutlichen Sehens zu betrachten, um den Gegenstand in seinen kleinsten Einzelnheiten genau kennen zu lernen. Den Bemühungen ausgezeichneter Optiker ist bereits Vieles, das unsere Bewunderung verdient, gelungen; dessenungeachtet befand sich die Dioptrik zu der Zeit, als uns Daguerre mit seiner schönen Entdeckung erfreute, noch weit davon entfernt, die Mittel zur Erreichung der äußersten Grenzen des möglich vollkommenen zu besitzen, weil der Theorie die gehörige Entwicklung fehlte.

Die bis dahin entwickelte Theorie konnte nur dazu dienen, Linsen-Combinationen anzugeben, die ein sehr kleines, nur in der Axe, und sehr nahe an ihr stehendes, scharfes und von den Farben des primären Spectrums freies Bild zu erzeugen vermochten, wie die Fernröhre und Mikroskope, die auch wirklich mit genügender Vollkommenheit von manchem geschickten Künstler ausgeführt wurden. Allein über den geometrischen Ort, (d. i. die Fläche, in welche die Vereinigungspunkte der gebrochenen oder von Spiegeln reflectirten Strahlen fallen), über die Aehnlichkeit mit dem Objecte oder die perspectivische Richtigkeit des Bildes, gab die Theorie keinen Aufschluß, und ließ den Künstler rathlos bei allen Linsen-Combinationen, durch die ein großes in seiner ganzen Ausdehnung gleichförmig scharfes Bild zu Stande kommen sollte, wie z. B. bei der Camera obscura, beim Sonnen-, Gas- oder Lampen-Mikroscop, beim galiläischen Fernrohre, das als Feld- oder Theaterstecher gebraucht wird, und bei dem Kometensucher. Die Theorie gab noch keine Methoden an, die es dem Künstler möglich machen, zu erkennen, wie gut oder wie schlecht ein Bild sei, und welche Mängel ihm anhängen, keine Methoden, die den Künstler in den Stand setzen, den Grad der Vollkommenheit anzugeben, dessen irgend ein Instrument bei einer gewissen Anordnung der angewendeten Mittel fähig ist, und sich zu überzeugen, ob er den höchsten Grad der mit den angewendeten Mitteln erreichbaren Vollkommenheit auch wirklich erreicht habe oder nicht.

Der praktische Optiker bemühte sich, dort, wo ihn die Theorie im Stiche ließ, auf dem Wege des Versuchs, durch eine Art von Herumtappen (par tatonnement), die erforderlichen Eigenschaften des Bildes zu erzielen; er half sich z. B. sowohl beim galiläischen Fernrohre als bei der Camera obscura durch Anwendung von Diaphragmen und erzeugte ein ziemlich gutes Bild, dem es aber an der gehörigen Lichtstärke fehlte, und das auch rücksichtlich des Gesichtsfeldes und der perspectivischen Richtigkeit viel zu wünschen übrig ließ. Das Fernrohr so wie das gewöhnliche zusammengesetzte Mikroscop (Compositum) konnten leicht mit großer Vollkommenheit hergestellt werden, weil dazu nur die Erfüllung zweier Bedingungen hinreichte, nämlich Farblosigkeit und Schärfe in der Mitte, was mit den angewandten Mitteln um so leichter sich erreichen ließ, als man diese Bedingungen auf gewisse Weise von einander sondern, und jeder derselben für sich Genüge leisten konnte.

Daguerre's Erfindung hat das Reich der tatonnirenden Optik erschüttert, weil sie die oben angeführten Mängel recht fühlbar machte. Die eigenthümliche Form der Objective in Daguerres Camera obscura, die nämlich planconvexe Linsen von 3 Zoll Oeffnung sind, deren plane Seite gegen das Objekt gekehrt ist, und deren Oeffnung durch ein in der Entfernung von 3 Zoll angebrachtes Diaphragma auf einen Zoll reducirt wird, veranlaßte Prof. Petzval den Grund derselben zu erforschen, und es gelang seinen genialen Bestrebungen eine neue Wissenschaft ins Leben zu rufen, an deren Hand es dem praktischen Optiker möglich wird den Gipfel der Kunst zu ersteigen, und deren erstes praktisches Ergebniß das zum Portraitiren verwendete Objectiv der Camera obscura war, welches im Sommer des Jahres 1840 ausgeführt und seither höchst merkwürdiger Weise unter dem Namen des Voigtländer'schen Apparates bekannt war.

Die Hauptaufgabe, deren Lösung Prof. Petzval als Grundlage aller Untersuchungen vornahm, war folgende:

Ein beliebiges System brechender oder auch reflectirender Flächen, die sämmtlich durch Rotation gewisser krummen Linien um eine gemeinschaftliche Axe erzeugt worden sind, ist gegeben. Ein Strahl fällt in einen beliebigen Punct der ersten dieser Flächen ein, wird an dieser und sodann an allen übrigen gebrochen oder reflectirt, und schneidet endlich, nachdem er die letzte verlassen, eine gewisse an derselben Axe gedachte Rotationsfläche

in einem gewissen Puncte. Man soll die Coordinaten dieses Punctes, und die Winkel, welche dieser gebrochene Strahl mit drei Coordinaten-Axen einschließt als Functionen der Größen angeben, welche die Lage des Einfallspunctes an der ersten Fläche und die Richtung des einfallenden Strahls bestimmen.

Sind x, y, z, die Coordinaten des Einfallspunctes, α, β, die Winkel, welche die Projectionen des einfallenden Strahls auf die Ebenen xz und yz mit der Axe der z, die mit der gemeinschaftlichen Rotationsaxe zusammenfällt, einschließen; sind ferner ξ, η, ζ, a, b, die ähnlichen Größen für den gebrochenen oder reflectirten Strahl, so sollen ξ, η, a, b, als Functionen vom x. y, α, β, angegeben werden; z und ζ geben dann die Gleichungen der Flächen, in welchen die Puncte x, y, z, und ξ, η, ζ, liegen. Setzt man x, y, α und β als kleine Größen von der ersten Ordnung voraus, so lassen sich die von ihnen abhängigen ξ, η, a und b, in Form von Reihen geben, die nach den aufsteigenden Potenzen der ersteren vier Größen geordnet sind, deren Glieder daher einen desto kleineren Werth haben, je höher ihr Ordnungsexponent ist. Diese Reihen können offenbar nur aus Größen ungerader Ordnungen bestehen, weil ξ η, a und b, wie leicht zu ersehen ist, nur das Zeichen und nicht den numerischen Werth ändern, wenn die Zeichen von x, y, α und β in entgegengesetzte übergehen.

Ergeben sich nun aus der Rechnung die Coordinaten ξ und η für alle von einem Punkte eines Objekts ausgehende Strahlen gleich groß, so hat man ein vollkommenes Bild, das in der Fläche liegt, in welcher der Punkt ξ, η ζ sich befindet. Unterscheiden sich jedoch, die sich ergebenden Werthe von ξ und η für die verschiedenen von einem Punkte ausgehenden Strahlen um Größen, die im Vergleiche mit den Größen x, y, α, β der m^{ten} = Ordnung sind, so hat man in derselben Fläche ein Bild, das noch Unvollkommenheiten der m^{ten} = Ordnung an sich trägt, und daher auch ein Bild der m^{ten} = Ordnung genannt wird, und desto vollkommener ist, je höher die Ordnung ist, der es angehört.

Die zweite Hauptaufgabe war nun: Die Bedingungsgleichungen zu entwickeln, unter welchen ein Bild der 3, 5, 7 und 9. Ordnung entsteht. Es ergab sich, daß die Anzahl der Gleichungen, denen Genüge geleistet werden muß, mit der Ordnungszahl des Bildes steigt, während zugleich der Grad dieser Gleichungen wächst, und ihre Form immer verwickelter

wird. Um ein Bild der 5. Ordnung zu bekommen, hat man 8, um eines der 7. Ordnung zu erhalten, hat man schon 27 Gleichungen Genüge zu leisten.

Hiezu kommt noch, daß auch die Ausdrücke für die Krümmungshalbmesser, und die Abstände der einzelnen Flächen complicirter werden, und ihre Berechnung desto genauer ausgeführt sein muß, je höher die Vollkommenheit des Bildes werden soll; aber auch die ausübende Kunst, die durch Genauigkeit der Ausführung der Genauigkeit der Rechnung entsprechen muß, bekommt eine stets schwierigere Aufgabe zu lösen; die Zahl der brechenden Flächen, mithin die Größe des Lichtverlustes, die unvermeidliche Ungleichförmigkeit in der Beschaffenheit des Glases tragen stets mehr und mehr dazu bei, die Wirkung einer genauen Rechnung in der Ausführung zu vereiteln, weshalb man sich mit Bildern der 3., 5. und 7. Ordnung begnügen muß.

Aus der Analyse der Bedingungsgleichungen ergaben sich manigfaltige bisher unbekannte Gesetze der Dioptrik, Gesetze, welche Eigenschaften ausdrücken, die entweder allgemein sind, indem sie allen möglichen Combinationen brechender und reflectirender Flächen angehören, oder nur spezielle, die sich nur auf Linsencombinationen von gemeinschaftlichem Charakter beziehen, z. B. auf solche, wo parallele Strahlen eintreten, und beinahe wieder parallel austreten, wie es bei allen Gattungen von Fernröhren der Fall ist. Zu den allgemeinen Eigenschaften der Linsencombinationen gehört z. B. folgende:

Ein System aneinanderliegender oder in sehr kleinen Abständen von einander angeordneter, wenn auch noch so zahlreicher brechender oder reflectirender Flächen kann niemals ein Bild erzeugen, das sich in seiner ganzen Ausdehnung auch nur zur fünften Ordnung erhebt. Um ein solches Bild zu erzeugen, ist eine bedeutendere Entfernung der brechenden Flächen unerläßlich, daher gibt das achromatische Objectiv eines Fernrohrs selbst dann, wenn es aus vielen einzelnen, aneinanderliegenden Linsen bestehen würde, kein echtes Bild der 5 Ordnung; man kann wohl ein scharfes Bild in der Mitte des Gesichtsfeldes also in der Axe und sehr nahe daran erhalten, aber desto ausgesprochener kommen die Mängel am Rande des Gesichtsfeldes zum Vorschein.

Die Theorie zeigt auch, daß das, was die Entfernung leistet, nicht durch Veränderung der Krümmung geleistet werden kann.

Die Analyse zeigt wohl, daß es nicht unmöglich ist, mit einer Combination von an einander liegenden oder in geringen gegenseitigen Entfernungen stehenden Linsen ein gleichförmiges Bild von einem gewissen Grade der Schärfe zu bekommen, allein dieses darf sich in der Mitte des Gesichtsfeldes nicht über die dritte Ordnung erheben, und es müssen zur Entstehung der verschiedenen Punkte desselben verschiedene Stellen der Oeffnung des Objektivs wirksam gemacht werden. So darf zur Abbildung eines Punktes in der Mitte des Gesichtsfeldes nur eine Stelle in der Mitte der Oeffnung, zur Abbildung eines Punktes am Rande nur eine Stelle des Objektivs am Rande wirksam sein. Zu diesem Behufe dient das Diaphragma des Camera obscura-Objektivs von Daguerre, und jenes bei den Feld- oder Theaterstecher zwischen dem Objektiv und dem Ocular.

Allein diese Hilfsmittel sind unzureichend, wo das Bild durch eine große Schärfe und Lichtstärke sich auszeichnen soll und dazu noch ein großes Gesichtsfeld und Treue der Abbildung verlangt wird, wie bei der Camera obscura zum Portraitiren und dem Sonnenmikroscope. In diesen Fällen kann nur die Wissenschaft dem Künstler die nöthigen Mittel reichen.

Eine andere höchst merkwürdige allgemeine Eigenschaft der Linsencombinationen lautet folgendermaßen:

Der reciproke Werth des Krümmungshalbmessers (R) des geometrischen Ortes des Bildes von einem planen auf die Axe des Systems senkrecht gestellten Gegenstande und zwar am Scheitel desselben ist gleich der Summe der Producte aus den reciproken Werthen der Brennweiten in die reciproken Werthe der Brechungsverhältniße der einzelnen Bestandlinsen; mithin

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n\,p} + \frac{1}{n'\,p'} + \frac{1}{n''\,p''} + \cdot\ \cdot\ \cdot$$

Will man also ein ebenes Bild haben, dem R = O entspricht, so ist

$$\frac{1}{n\,p} + \frac{1}{n'\,p'} + \frac{1}{n''\,p''} + \cdot\ \cdot\ \cdot = 0,$$

woraus sich ergibt, das dieß nur durch ein gewisses Gleichgewicht zwischen Sammel- und Zerstreuungslinsen zu erreichen ist. Da beim Sonnenmikroscop die Sammellinsen den Vorzug haben, so kann es nur ein schlechtes Bild erzeugen. — Aus der obigen Formel ist zu ersehen, daß der Krümungshalbmesser R von den

gegenseitigen Entfernungen der Linsen und von ihren Dicken unabhängig ist.

Obiges Gesetz für R ist nur ein specieller Fall eines noch allgemeineren, auch die catoptrischen Instrumente umfassenden Ausdrucks, nämlich

$$\frac{1}{R} = \frac{n-1}{n r} + \frac{n'-1}{n . n' . r'} + \frac{n''-1}{n . n' . n'' . r''} + \dots$$

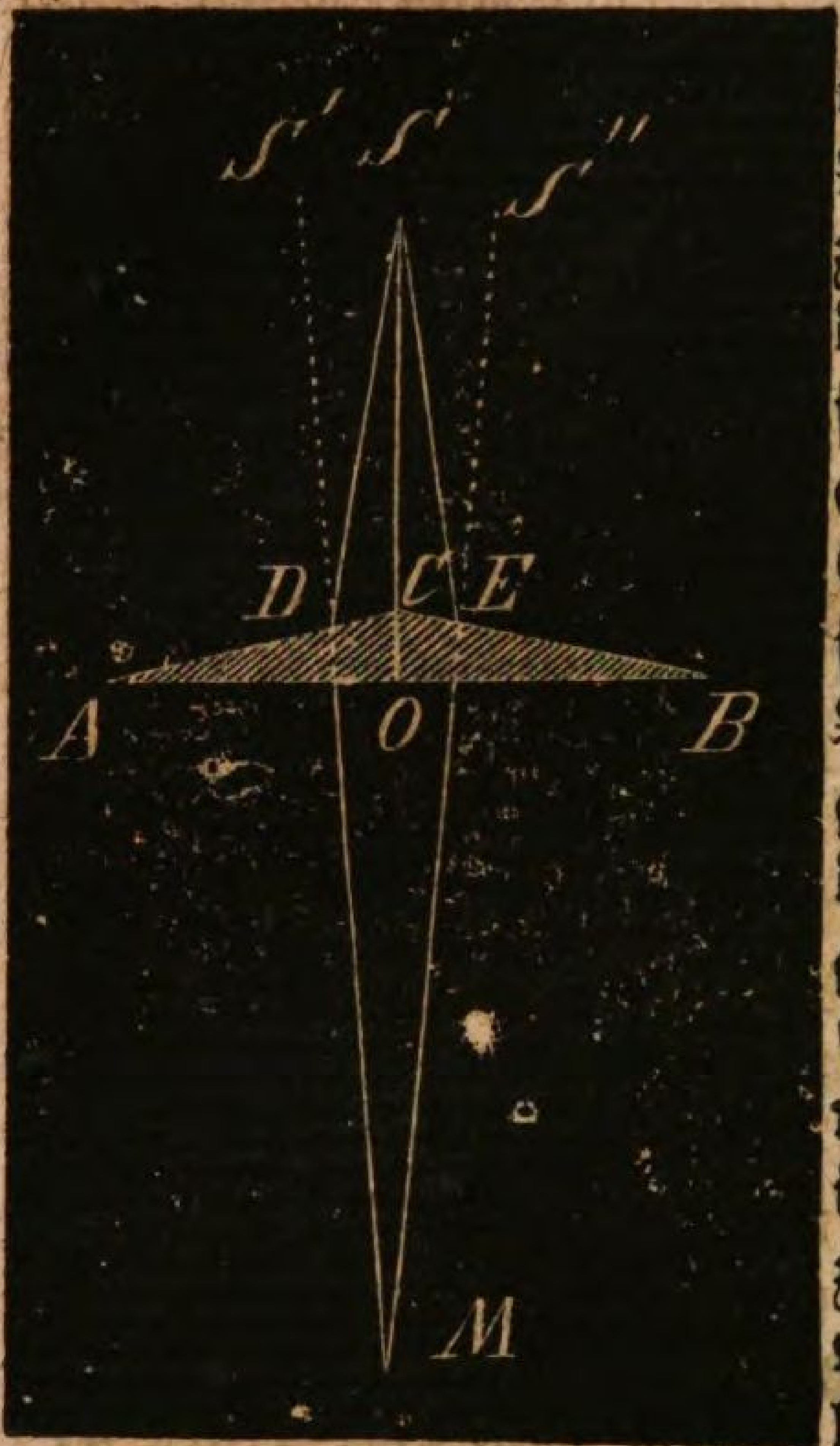
wo die Werthe n, n′, n″,..., wenn sie sich auf eine Reflexion an einem Spiegel beziehen den Werth — 1 bekommen, und r, r′, r″, der bezüglichen Krümmungshalbmesser der brechenden oder reflectirenden Flächen sind.

Aus diesen wenigen, einem von Prof. Petzval im Jahre 1843 herausgegebenen Berichte über seine dioptrischen Untersuchungen entnommenen Andeutungen dürften die großen Leistungen dieses Gelehrten im Gebiethe der Dioptrik, so wie die folgenreichen Reformen, die nun den optischen Instrumenten bevorstehen, vollkommen ersichtlich sein. Es ist höchst zu bedauern, daß diese wissenschaftlichen Leistungen noch nicht in ihrem ganzen Umfange der gelehrten Welt zugänglich geworden, und die practischen Ergebnisse, die ein allgemeines überaus erfreuliches Interesse erregen müssen, bisher nur im beschränkten Maße ins Leben traten.

Prof. Petzval fand es für nothwendig mit der Bekanntmachung seiner dioptrischen Arbeiten zurückzuhalten und zu versuchen, mehrere optische Instrumente der von ihm entwickelten Theorie gemäß mit eigener Hand auszuführen und durch die Vollkommenheit derselben eine sprechende Ueberzeugung von der Richtigkeit und Ausführbarkeit der aufgefundenen Gesetze zu liefern. In der That wird jeder unpartheiische Sachverständige, der die Gelegenheit hat, die vom Prof. Petzval selbst verfertigten Theaterstecher mit jenen der geschicktesten Optiker zu vergleichen, sich leicht überzeugen, daß erstere an Lichtstärke, Gleichförmigkeit und Treue des Bildes, so wie an Größe des Gesichtsfeldes die letzteren weit übertreffen.

§. 16.

Interferenzprisma.



Pouillet lehrte zuerst den Interferenzversuch mittelst eines dreiseitigen Prisma's von einem sehr stumpfen und zwei sehr spitzigen Winkeln anzustellen; die Fig. 10 (a) stellt einen Durchschnitt ABC dieses Prisma's mit einer auf den Kanten senkrecht stehenden Ebene vor, C ist der stumpfe, A und B sind die spitzigen, einander gleichen Winkel. Das Prisma wird so aufgestellt, das die gerade Linie, die von dem leuchtenden Puncte S zu C gezogen wird, auf der AB senkrecht steht. Sieht man durch das Prisma ABC nach dem Lichtpunct S, so erblickt man ihn doppelt, weil man eigentlich durch zwei Prismen ACO und BCO sieht, von denen das erste den Lichtpunct S links nach S′, das andere rechts nach S″ verschiebt, welche Verschiebung jedoch wegen der Kleinheit der brechenden Winkel nur gering sein kann, weshalb die beiden Bilder nahe bei einander wahrgenommen werden. Die Strahlen treten aus dem Prisma so aus, daß die an der Fläche CA gebrochenen von S′, und die, welche die Brechung an der Fläche BC erleiden, von S″ zu kommen scheinen, mithin so, als wenn sie von zwei nahe bei einander befindlichen Lichtpuncten kämen; sie werden daher unter sehr spitzigen Winkeln zusammentreffen und durch Interferenz dieselbe Erscheinung hervorbringen, wie bei den Interferenzspiegeln. So z. B. werden die Strahlen SD und SE nach ihrem Austritte in M sich durchkreuzen. Die Erscheinung beobachtet man mittelst einer Loupe, die in einer Entfernung von etwa 10 bis 12 Zoll so angebracht ist, daß ihre Axe mit der Kante C und der Lichtquelle in derselben geraden Linie liegt. Die vortheilhafteste Stellung des Auges wird durch folgende Betrachtung ermittelt:



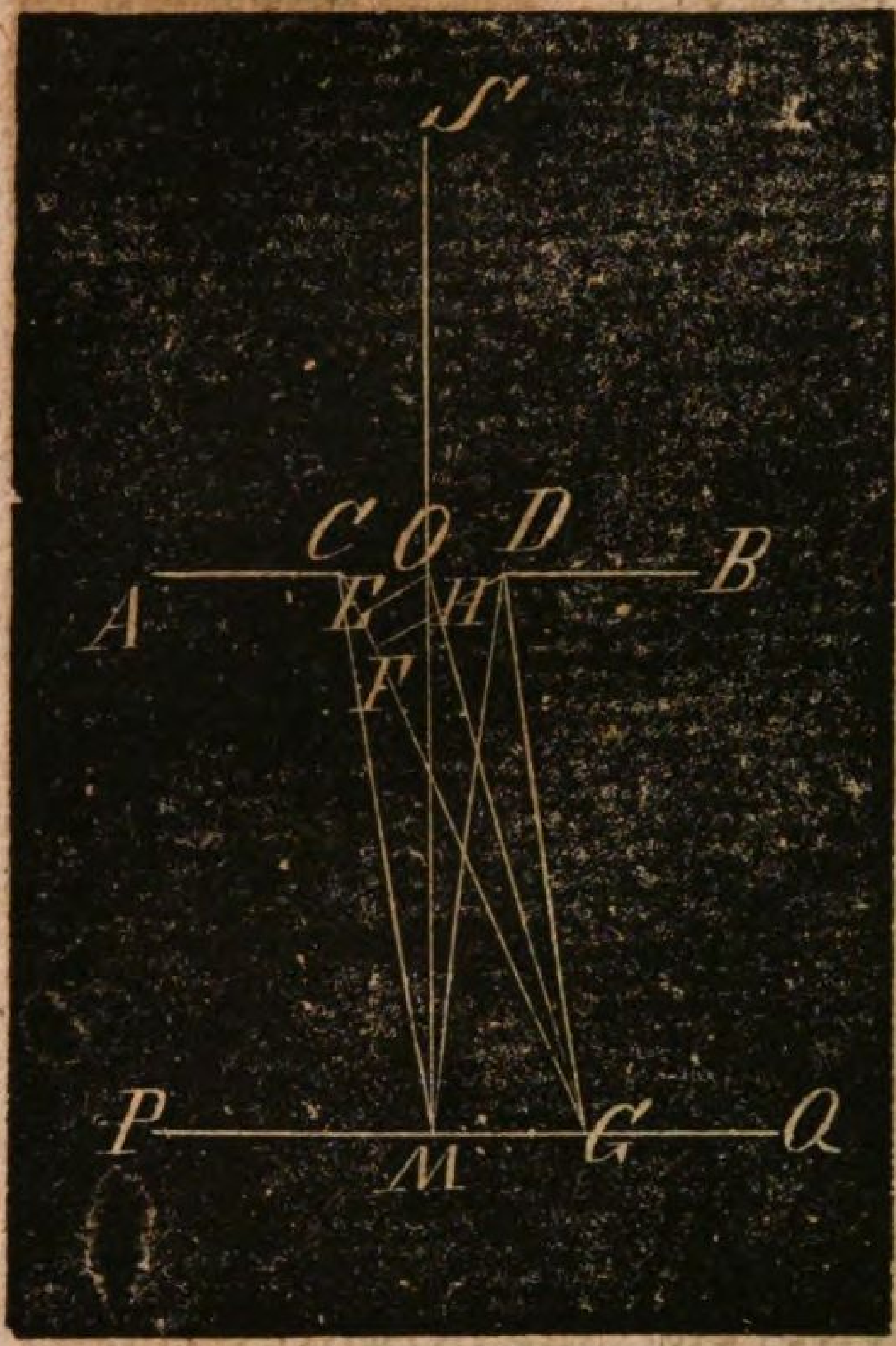
Es sei PQ Fig. 10 (b) die Loupe, auf welche die Strahlen so auffallen, als wären in S′ und S″ wirklich leuchtende Puncte; die Bilder dieser Lichtpuncte erscheinen hinter der Linse in der Entfernung der Brennweite; nehmen wir an, sie seien in s′ s″, so wird von den beiden Strahlen S′a und S″b, die vor der Linse im Puncte M zusammentreffen, S′a nach seinem Austritte aus der Linse in s′ und der andere in s″ mit seinem Hauptstrahl sich vereinigen. Verlängert man diese Strahlen vorwärts, so treffen sie im Puncte M′ zusammen; in diesem Puncte wird nun das Auge die in M sich ergebende Interferenz-Erscheinung wahrnehmen. Da nun alle von S′ kommenden Strahlen, sich in s′ und die von S″ ausgehenden in s″ vereinigen, so empfängt das Auge, dessen Pupille den Ort s′s″ einnimmt, die größte Menge der sich interferirenden Strahlen.

Man stellt den Versuch nur mit homogenem Lichte an, oder bringt vor das Auge ein möglichst homogen gefärbtes Glas, weil bei Anwendung des weißen Lichtes die Interferenzerscheinung durch die mit der Brechung im Prisma verbundene Farbenzerstreuung modificirt wird.

In der neuesten Zeit haben Fizeau und Foucault durch Versuche bewiesen, daß bei ganz homogenem Lichte auch noch bei einem Gangunterschiede der Strahlen von mehreren Tausend Wellenlängen Interferenzen möglich sind. Haidinger hat beobachtet, daß das Spiegelbild einer homogenen Flamme in einem sehr dünnen Glimmer- oder Gypsblättchen von parallelen schwarzen Linien durchzogen ist, welche senkrecht zur Einfallsebene stehen, und desto breiter werden, je dünner das Blättchen ist. Diese Streifen sind das Ergebniß der Interferenz der an der vorderen und an der hinteren Fläche reflectirten Strahlen, welche Interferenz offenbar, wenn die Blättchen nicht zu dünn sind, bei einem großen Gangunterschiede der Strahlen Statt findet.

§. 17.

Beugung des Lichtes durch eine Spaltöffnung.



Es sei AB Fig. 11 ein mit einer engen Spalte von der Breite CD versehener Schirm, der von homogenen Lichtstrahlen, die von einer entfernten zur Höhe der Spalte parallelen Lichtlinie S kommen, in senkrechter Richtung getroffen wird; PQ sei eine Tafel von weißem Papier oder mattgeschliffenem Glase, die in einer hinreichend großen Entfernung parallel zum Schirme AB aufgestellt ist, so daß der durch die Mittellinie der Spalte gehende Strahl SO im Puncte M auf ihr senkrecht steht. Die Strahlen, die von den einzelnen Puncten des Wellenstücks CD ausgehen, und im Puncte M sich vereinigen, können, da die Entfernung von PQ im Verhältniße zu der geringen Breite der Oeffnung sehr groß ist, als parallel zu OM betrachtet werden; daher sind die Wege, die sie bis zum Puncte M zurücklegen nahe einander gleich, weshalb sie sich gegenseitig unterstützen und eine Helligkeit in M erzeugen müssen, die an keinem anderen Puncte der Tafel vorkommt, weil bei keinem von CD in anderen Richtungen ausgehenden Strahlenbündel ein so vollständiges Zusammenwirken der Strahlen Statt findet; denn in jedem anderen seitwärts von M liegenden Puncte z. B. in G kommen ungleich lange Strahlen mithin Lichtschwingungen zusammen, die nicht zu gleicher Zeit von dem Wellenstücke CD ausgegangen sind, und daher in ungleichen Phasen sich befinden, weshalb sie sich theilweise oder ganz aufheben, so daß zu beiden Seiten von M es Stellen gibt, die ganz dunkel, und andere, die mehr oder weniger erleuchtet erscheinen.

Um das Ergebniß der Interferenz der im Lichtbündel CGD befindlichen Strahlen zu finden, fällen wie von D und von O die Senkrechten DF und OE auf die geraden CG und setzen den Gang=

unterschied der Randstrahlen CG und DG nämlich CF $= \delta$ die Länge einer Welle $= \lambda$.

Ist der Abstand des Punctes G von M so beschaffen, daß $\delta = \frac{\lambda}{2}$, so werden wohl die von C und D ausgehenden Strahlen sich vernichten, die dazwischen befindlichen aber dergestalt zusammenwirken, daß die Lichtstärke in G ungefähr 0, 4 von der Intensität der ungebeugten Strahlen beträgt.

Wäre G von M so weit entfernt, daß $\delta = \lambda$ ist; so kann man wegen der Kleinheit der Spaltöffnung CE $= \frac{\delta}{2} = \frac{\lambda}{2}$ setzen, und nun ist es leicht einzusehen, daß in G nicht nur die Einwirkungen der Strahlen OG und CG, sondern, da derselbe Gangunterschied zwischen je zwei von C und O gleich weit abstehenden Strahlen besteht, auch die Wirkung aller von der einen Hälfte CO der Oeffnung ausgehenden Strahlen durch die entgegengesetzte der von der zweiten Hälfte OD kommenden aufgehoben, somit die Totalwirkung gleich Null wird und der Punct G dunkel erscheint.

Eben so ist leicht einzusehen, daß an allen Stellen der Tafel PQ, für welche δ einer geraden Anzahl von halben Wellenlängen gleich ist, auch die Lichtstärke auf Null herabsinkt.

Beträgt an einer Stelle J der Unterschied der Randstrahlen CJ und DJ z. B. drei halbe Wellenlängen, so denkt man sich das Wellenstück CD in drei gleiche Theile getheilt; die Strahlen der beiden ersten Drittel heben sich in J gegenseitig auf, und es bleibt nur die Wirkung der vom letzten Drittel ausgehenden Strahlen übrig, also erscheint J hell, aber die Schwingungsintensität, die daselbst durch dieses letzte Drittel erzeugt wird, ist 3mal, mithin die Lichtstärke 9mal kleiner, als an der Stelle, für welche die Differenz in der Länge der Randstrahlen nur eine halbe Wellenlänge betrug. — Auf ähnliche Art läßt sich zeigen, daß alle Stellen, für welche der Werth von δ ein ungrades Vielfache einer halben Wellenlänge wird, hell erscheinen, aber daß die Helligkeit desto geringer wird, je größer der Gangunterschied, also je weiter die Stelle von M entfernt ist.

Der Winkel den ein gebeugter Strahl mit dem einfallenden oder mit SM einschließt, heißt sein Ablenkungswinkel; er ist derselbe für alle gebeugten Strahlen, die in einem Puncte der Tafel PQ z. B. in G oder in J zusammentreffen und auf einander ein-

wirken, weil diese Strahlen, da sie nur unter sehr kleinen spitzigen Winkeln sich schneiden, als parallel angesehen werden können. Setzt man den Ablenkungswinkel MOG $= \varphi$, die Breite der beugenden Oeffnung CD $= b$, und berücksichtigt, daß die Winkel MOG und CDF einander gleich sind, indem die Schenkel des einen auf den Schenkeln des andern senkrecht stehen, so ergibt sich:

$$\delta = b \sin. \varphi \text{ und } \sin. \varphi = \frac{\delta}{b}$$

oder wenn $\delta = \frac{n\lambda}{2}$ d. i. einer gewissen Anzahl von halben Wellenlängen gleich ist,

$$\sin. \varphi = \frac{n \frac{\lambda}{2}}{b} \quad (1)$$

Diese Gleichung setzt uns in den Stand, die Lage der dunkelsten und der hellsten Stellen zu ermitteln, wenn nebst der Breite der Spalte auch die Wellenlänge des einfallenden Lichtstrahls bekannt ist. Da CD $>$ CF, also $b > \delta$, so folgt, daß in dem Falle, wo die Spalte so enge ist, daß $b < \lambda$ wird, keine dunklen Stellen auf der Tafel PQ erscheinen können. Setzt man für n eine gerade Zahl, so erhält man die Ablenkungswinkel der dunkelsten, setzt man dagegen für n eine ungerade Zahl, so findet man die Ablenkungswinkel der hellsten Stellen. Es ergiebt sich nun, daß man in M einen hellen Streifen von der Farbe des einfallenden Lichtes wahrnehmen wird; zu beiden Seiten desselben erscheint eine Reihe abwechselnd dunkler und heller Streifen so geordnet, daß je zwei Minima der Lichtstärke um gleiche Winkelabstände von einander entfernt sind, und zwischen je zwei dunklen Streifen ein heller Streifen sich zeigt; denn da die Wellenlänge im Vergleich zur Breite der Spalte eine sehr kleine Größe ist, so ist auch $\sin \varphi$ so klein, daß man ihn dem Bogen φ gleich setzen kann, und nun ist für die auf einander folgende Minima der Lichtintensität:

$$\varphi = \frac{2 . \frac{\lambda}{2}}{b}, \frac{4 \frac{\lambda}{2}}{b}, \frac{6 \frac{\lambda}{2}}{b} \ldots\ldots \text{ oder}$$

wenn man $\frac{\frac{\lambda}{2}}{b} = a$ setzt

$\varphi = 2a, 4a, 6a, \ldots$

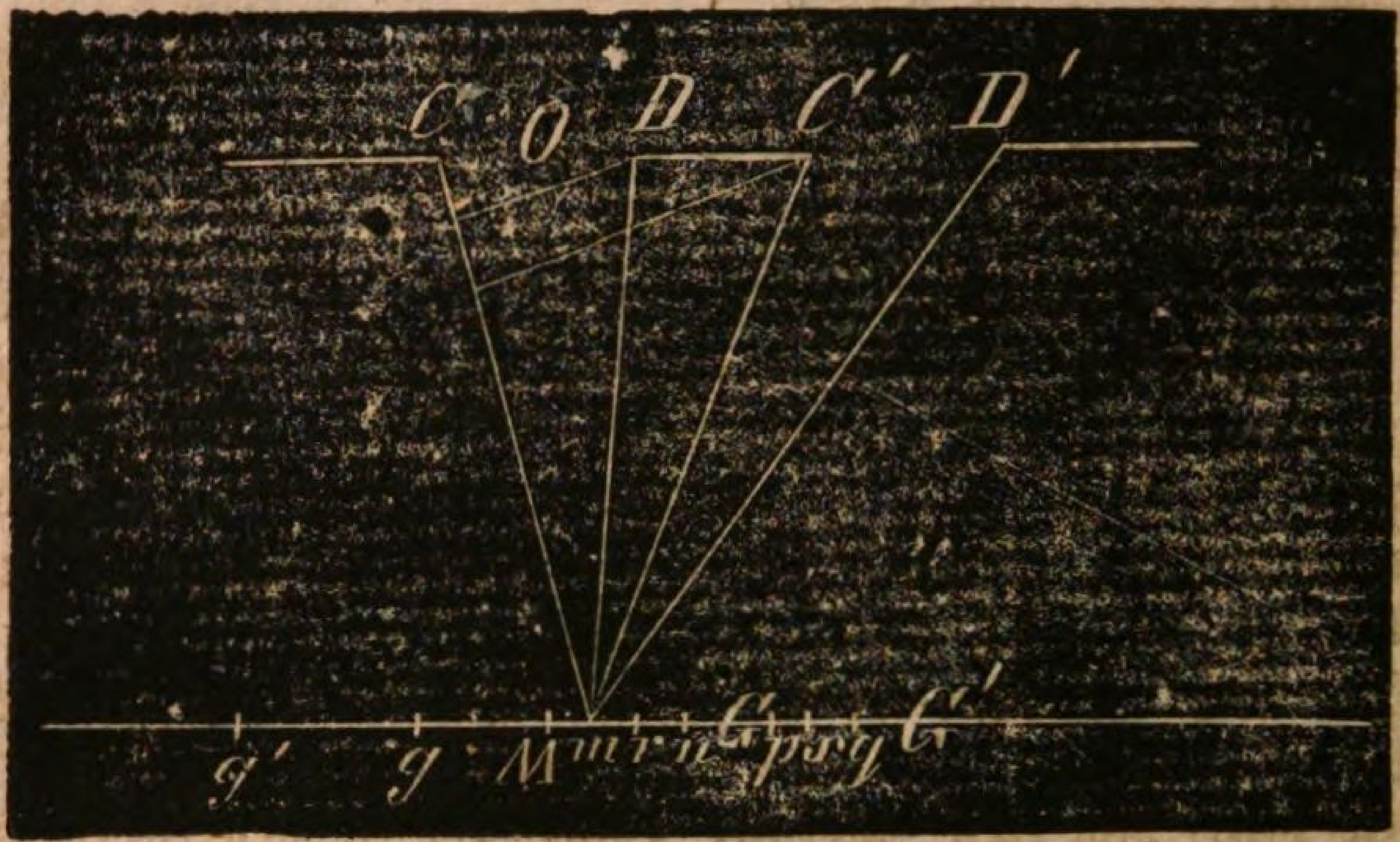
folglich ist der Winkelabstand je zweier Minima = 2 a. Alle Streifen haben daher dieselbe Breite, die jedoch mit der Breite b der Oeffnung in umgekehrten Verhältniße steht, daher 2, 3, 4mal kleiner wird, wenn die Oeffnung 2, 3, 4mal breiter ist. Mit abnehmender Breite der Spalte nimmt auch die Helligkeit der ganzen Erscheinung ab. — Da der Werth von a von der Wellenlänge abhängt, mithin bei rothen Strahlen am größten und bei violetten am kleinsten ist, so folgt daß auch die Breite der Streifen von derselben Ordnung bei verschiedenfarbigen Lichte verschieden groß erscheint, am größten beim rothen und am kleinsten beim violetten, woraus dann die Farbenerscheinungen im vollen Sonnenlichte sich leicht erklären lassen.

Man kann mittelst eines Theodolithen die Winkelabstände der dunkelsten Streifen, und hierauf aus obiger Formel (1) die Länge einer Lichtwelle berechnen.

Weit schöner und lebhafter biethet sich die Beugungserscheinung dar, wenn die Spalte vor dem Objektiv eines Fernrohrs angebracht ist, wo dann die Strahlen, die auf der Tafel in einem Punkte zusammentreffen, da sie in parallelen Richtungen von der Spalte auf das Objektiv fallen, ohne ihren Gangunterschied zu ändern in der Brennweite vereinigt werden. Die in der Brennweite gebildete Erscheinung wird mittelst des Oculars betrachtet. Die Breite der vor das Objektiv gebrachten Spalte kann größer sein, weil die Streifen durch das Ocular vergrößert werden. Die größere Breite der Spalte macht, daß die Erscheinung in stärkerer Helligkeit sich zeigt Bringt man dicht vor das Auge eine sehr enge Spalte und sieht durch sie auf eine parallele Lichtlinie, so werden auch alle von den verschiedenen Punkten der Spalte unter demselben Winkel gebeugte, also unter sich parallele Strahlen in einem Punkte der Netzhaut vereinigt und kommen hier zur Interferenz. Man kann auch die Beugungserscheinung in einem gewissen Abstande von der Spalte vermittelst einer so gestellten Lupe betrachten, daß die Erscheinung in das Gesichtsfeld derselben kommt.

§. 18.

Beugung des Lichtes durch zwei Spaltöffnungen



Es seien CD und C′D′ zwei Spaltöffnungen von gleicher Breite und um die Breite einer Oeffnung von einander getrennt so daß CD = DC′ = C′D′ ist; lassen wir wieder homogenes Licht von einer parallelen Lichtlinie auffallen, und stellen hinter die Spalte ein Fernrohr oder in gehöriger Entfernung eine weiße Tafel auf, so finden wir, daß die hellen Streifen, welche bei einer Oeffnung entstehen in Folge der Interferenz mit den Strahlen, die durch die zweite Oeffnung gebeugt werden, durch schwarze Streifen in mehrere kleinere Spectra getheilt erscheinen die man Spectra zweiter Klasse nennt. Wir haben nun zu untersuchen auf welche Weise diese schwarzen Streifen entstehen können.

1. Die Strahlen, welche in beiden Oeffnungen dieselbe Ablenkung erfahren also in paralleler Richtung von beiden ausgehen, werden in der Brennweite des Fernrohrs in einem Punkte vereinigt, oder sie treffen in einem Punkte einer von der Spalte gehörig weit aufgestellten Tafel zusammen; die in paralleler Richtung von einer Oeffnung ausgehenden Strahlen wollen wir ein Strahlenbündel nennen. Ist die Ablenkung eines von einer Oeffnung gebeugten Strahlenbündels von der Art, daß sich die Strahlen desselben durch Interferenzen aufheben, so wird durch das Hinzutreten des parallelen von der zweiten Oeffnung kommenden Strahlenbündels, da dessen Strahlen sich auch vernichten, kein Licht erzeugt werden können; daher werden die dunklen Streifen, die man bei einer Oeffnung im Beugungs-

bilde betrachtet, noch immer dunkel bleiben, wenn auch eine zweite Oeffnung von denselben Dimensionen neben der ersten vorhanden ist.

Es seien G , G' . . . , g , g' . . . die dunklen Stellen, so ist

für G $\sin\varphi = \varphi = \frac{\lambda}{b}$ und $MG = MO \tang\varphi$, oder nahe $= c\varphi$, wenn man $MO = c$ setzt, daher

$$MG = \frac{c\lambda}{b} = \beta$$

für G' ist $\sin\varphi' = \varphi' = \frac{2\lambda}{b}$ und $MG' = 2\beta$.

2. Die hellen Streifen im Beugungsbilde einer Oeffnung können durch das Hinzutreten des Lichtes von der zweiten Oeffnung verändert oder auch vernichtet werden; denn es kann wohl jedes Strahlenbündel für sich an einer Stelle Helligkeit erzeugen, allein immer ist es möglich, daß die Wirkung (Lichtschwingung) die ein Strahlenbündel hervorbringt, im Gegensatze steht zu der, die an derselben Stelle durch das zweite erzeugt wird, weshalb es immer möglich ist, das durch das Mitwirken des von der zweiten Oeffnung ausgehenden Lichtes dunkle Stellen an solchen Orten entstehen, welche im Beugungsbilde einer Oeffnung hell erscheinen; dieß wird aus folgender Darstellung ersichtlich:

Nehmen wir an, m sei eine Stelle, für welche $\delta = Cm - C'm = CQ$ gleich ist einer halben Wellenlänge, so kann man $CR = \frac{CQ}{2} = \frac{\lambda}{4} = \delta'$ annehmen; mithin müßte m durch die Strahlen der Oeffnung CD erleuchtet erscheinen, aber offenbar werden die Strahlen Cm und C'm und eben so auch die gleichliegenden der beiden Oeffnungen sich im Punkte m gegenseitig vernichten, folglich wird m dunkel erscheinen.

Für m ist aber $\sin\varphi = \frac{CR}{b}$, oder $\varphi = \frac{\lambda}{4b}$ und

$$Mm = \frac{\beta}{4}$$

Eben so ist klar, daß an den Stellen

n , p , q , für welche

$$\partial = \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \frac{7\lambda}{2}, \text{ mithin}$$

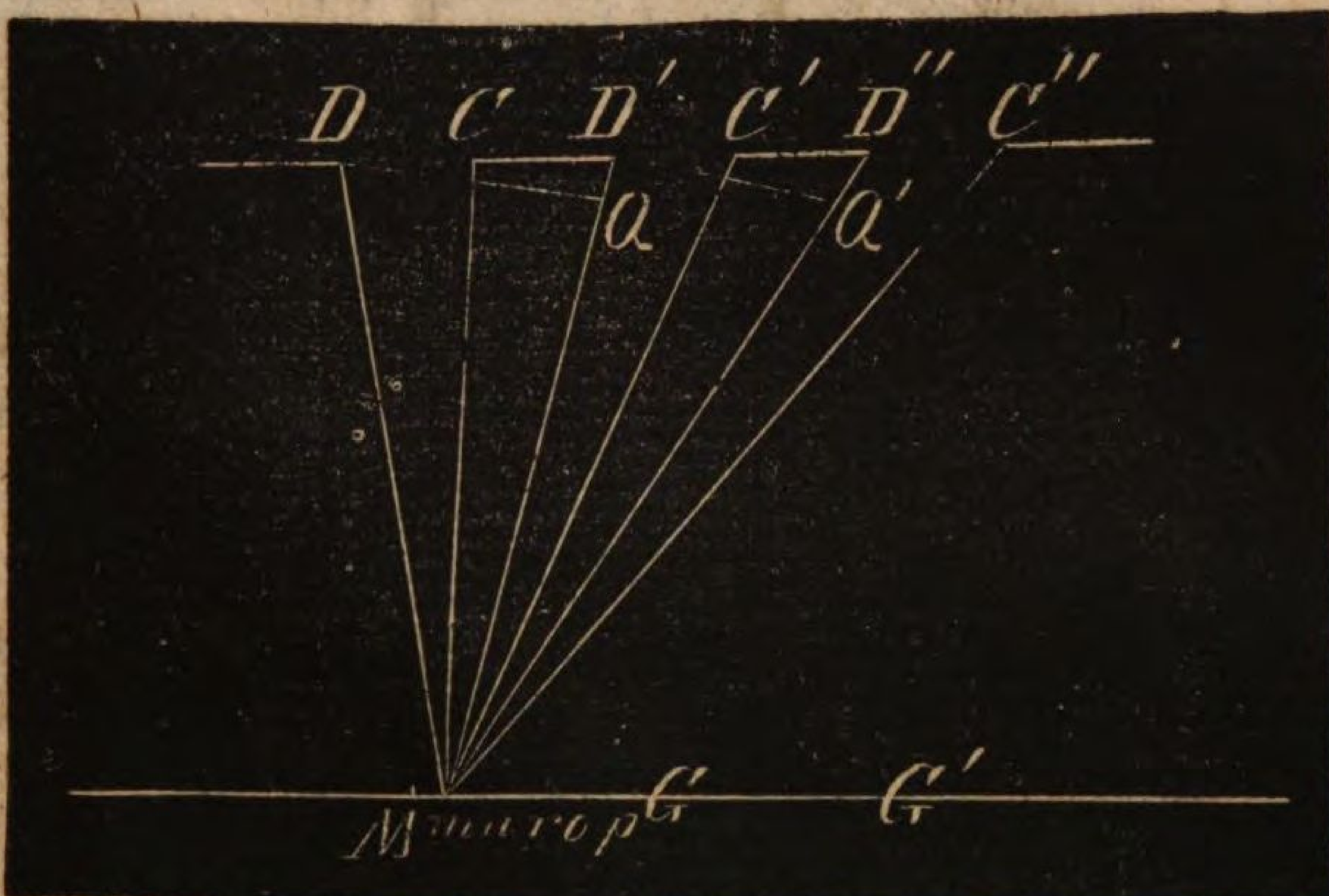
$$\delta = \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4}, \frac{7\lambda}{4}, \text{ und der Abstand von}$$

$$M = \frac{3\beta}{4}, \frac{5\beta}{4}, \frac{7\beta}{4} \text{ ist,}$$

die Wirkung der Strahlen der ersten Oeffnung durch die der zweiten Oeffnung aufgehoben wird, und daher die Stellen n, p, q dunkel erscheinen. Daraus ersieht man, daß das Spectrum MG der ersten Klasse von zwei dunklen Streifen geschnitten und in drei Spectra getheilt wird, wovon das erste $Mm = \frac{1}{4}\beta$ das zweite $mn = \frac{2}{4}\beta$ und das dritte $nG = \frac{\beta}{4}$ mithin das mittlere doppelt so breit ist, als die anderen. An den Stellen r, s, . . , wo die Mitte eines Spectrums der ersten Klasse mit der Mitte eines Spectrums der zweiten Klasse zusammenfällt, deren Abstände von M gleich $\frac{2}{4}\beta, \frac{6}{4}\beta \ldots$ sind, ist der Gang der von beiden Oeffnungen kommenden Strahlen übereinstimmend, daher die Schwingungsintensität doppelt und die Lichtstärke viermal größer, als bei einer Oeffnung.

§. 19.

Beugung des Lichtes durch drei Spaltöffnungen.



1. Wir nehmen der Einfachheit wegen wieder die Oeffnungen von gleicher Breite an, und um die Breite einer Oeffnung von einander entfernt; m sei ein Punkt für welchen D'Q = δ $= \frac{\lambda}{3}$, daher auch D''Q' $= \frac{\lambda}{3}$, und eben so groß ist, dann auch die Differenz zwischen den gleichliegenden Strahlen zweier benachbarten Oeffnungen. In diesem Falle wird das Aethertheilchen in m durch die von dem nächsten Punkte D kommende fortschreitende Schwingung um zwei Drittel der Dauer einer Schwingung also um $\frac{2\,T}{3}$ und durch die von D' ausgehende um $\frac{T}{3}$ früher in Schwingung versetzt, als durch die, welche von D'' ausgeht. Heißt v die Geschwindigkeit, welche ein geradling schwingendes Theilchen, in Folge der Einwirkung von D'' besitzt, wenn vom Beginne der Bewegung die Zeit t verflossen ist, so ist nach pag. 285

$$v = a\sqrt{E}.\ \sin.\ 2\pi\frac{t}{T},\ \text{oder}\ v = c\ \sin.\ 2\pi\frac{t}{T}$$

wenn man a $\sqrt{E} = c$ setzt, wo c die Schwingungsintensität bezeichnet. Benennen wir mit v' und v'' die Geschwindigkeiten

die m in demselben Augenblicke in Folge der Einwirkung von D und D′ besitzt, so ist

$$v' = c \sin. \frac{2\pi}{T}\left(t + \frac{2T}{3}\right) \text{ und}$$

$$v'' = c \sin. \frac{2\pi}{T}\left(t + \frac{T}{3}\right)$$

woraus sich ergibt, daß für t = 0, das heißt für den Augenblick, wo die von C″ ausgehende Schwingung in m anlangt,

$$v'' = c \sin. \frac{\pi}{3} \text{ und } v' = - c \sin. \frac{\pi}{3}$$

d. h. die Geschwindigkeiten die m durch die Anregungen von C und von C′ erhalten hat, sind einander gleich und gerade entgegengesetzt, somit heben sie sich auf und der Punct m muß dunkel erscheinen. Nach Verlauf des vierten Theils einer Schwingung ist $t = \frac{T}{4}$, mithin

$$v = c,\ v' = c \sin. \frac{\pi}{6} = - \frac{c}{2},$$

$$v'' = c \sin. \frac{11}{6}\pi = - c \sin. \frac{\pi}{6} = - \frac{c}{2}$$

somit wird v durch v′ + v″ wieder aufgehoben, und auf diese Art läßt sich zeigen, daß die Strahlen Cm, C′m, C″m, im Puncte m sich stets gegenseitig vernichten, und daher m stets dunkel bleibt.

Ist nun für den Punct m $D'Q = \frac{\lambda}{3}$, so ist $D'R = \frac{\lambda}{6}$ mithin $\sin. \varphi = \frac{\lambda}{6b}$, und $Mm = \frac{\beta}{6}$.

2. Ist n so gelegen, daß $\delta = D'Q = \frac{2}{3}\lambda$, so ist auch $D''Q' = \frac{2}{3}\lambda$, und das Theilchen n wird von D aus um $\frac{4}{3}T$ und von D′ aus um $\frac{2}{3}T$ früher als von D″ in Schwingung versetzt. Es läßt sich, auf dieselbe Art, wie früher nachweisen,

daß sich die Strahlen in n abermals aufheben werden. Der Werth von D′R = δ' ist nun = $\frac{2\lambda}{6}$ und mithin Mn = $\frac{2\beta}{6}$.

Eben so sind die Stellen dunkel, für welche

$$\delta = \frac{4\lambda}{3}, \frac{5\lambda}{3}, \frac{7\lambda}{3} \ldots \text{ daher}$$

$$\delta' = \frac{4\lambda}{6}, \frac{5\lambda}{6}, \frac{7\lambda}{6} \ldots$$

deren Abstände daher von

$$M = \frac{4\beta}{6}, \frac{5\beta}{6}, \frac{7\beta}{6} \ldots$$

woraus zu ersehen ist, daß das Spectrum MG der ersten Klasse durch 4 dunkle Streifen in 5 Theile getheilt wird, und daß der mittlere Theil doppelt so breit ist als die anderen. Auch ist leicht zu ersehen, daß die Mitte r des Spectrums erster Klasse mit der Mitte eines Spectrums der zweiten Klasse zusammenfällt, und daher daselbst die Helligkeit größer erscheint, sogar größer als bei zwei Oeffnungen. Die Abstände zweier nächstaufeinander folgenden dunklen Streifen geben die Breite der Spectra der zweiten Klasse an.

§. 20.

Beugung des Lichts durch vier Spaltöffnungen.

Bei 4 Oeffnungen von derselben Beschaffenheit wie die früheren, läßt sich wieder leicht nachweisen, daß an allen Stellen im Spectrum der ersten Klasse, für welche

$$\delta = \frac{\lambda}{4}, \frac{2\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4} \ldots \frac{5\lambda}{4}, \frac{6\lambda}{4}, \frac{7\lambda}{4} \text{ mithin}$$

$$\delta' = \frac{\lambda}{8}, \frac{2\lambda}{8}, \frac{3\lambda}{8} \ldots \frac{5\lambda}{8}, \frac{6\lambda}{8}, \frac{7\lambda}{8}, \text{ und deren}$$

Abstände von

$$M = \frac{\beta}{8}, \frac{2\beta}{8}, \frac{3\beta}{8} \ldots \frac{5\beta}{8}, \frac{6\beta}{8}, \frac{7\beta}{8}$$

sind, Dunkelheit herrscht, dagegen in dem Abstande = $\frac{4\beta}{8}$, d. i. in der Mitte des Spectrums MG eine größere Helligkeit vor-

kommt, als bei einer Oeffnung. Demnach wird das Spectrum MG durch 6 dunkle Streifen in 7 Theile getheilt, unter denen der mittlere Theil wieder doppelt so breit als die anderen ist.

Die Breite der Spectra der zweiten Klasse ist bei zwei Oeffnungen $= \frac{\beta}{4}$, bei drei $= \frac{\beta}{6}$, bei vier $= \frac{\beta}{8}$, mithin desto kleiner, je größer die Anzahl der Spaltöffnungen wird.

§. 21.

Beugung des Lichts durch mehrere Oeffnungen, und durch Gitter.

Beachten wir den Werth von δ, für welchen an einer Stelle die von zwei, drei, vier Spalten gebeugten Strahlen Dunkelheit erzeugen, so sehen wir, daß er gleich ist einer Wellenlänge multiplicirt mit einem Bruche, dessen Nenner gleich ist der Anzahl der Spaltöffnungen und dessen Zähler durch diesen Nenner nicht theilbar ist. Es sei allgemein r die Zahl der Spaltöffnungen, u nicht durch r theilbar, und N ein Punct, für welchen der Gangunterschied δ je zweier nächsten von ähnlich liegenden Puncten der Spalten ausgehenden Strahlen $= \frac{u}{r} \lambda$ ist, so läßt sich beweisen, daß durch das Zusammenwirken der von mehreren Oeffnungen ausgehenden und in N zusammentreffenden Lichtstrahlen Dunkelheit erzeugt wird; denn bezeichnen wir mit t die Phasenzeit der Schwingung, welche der längste Strahl in N erzeugt, und mit T die Dauer einer Schwingung, so ist in demselben Augenblicke die Phasenzeit der Schwingung, welche daselbst von dem um $\frac{u}{r} \lambda$ kürzeren Strahl bewirkt wurde, da sie um $\frac{u}{r}$ T früher beginnt, gleich $t + \frac{u}{r} T$. Die Strahlen, die um

$$\frac{2u}{r}\lambda, \quad \frac{3u}{r}\lambda \; . \; . \; . \; . \; \frac{(r-1)u}{r}\lambda$$

kürzer sind, setzen das Aethertheilchen in N um die Zeit

$$\frac{2u}{r}T, \quad \frac{3u}{r}T \; . \; . \; . \; . \; \frac{(r-1)u}{r}T$$

früher in Schwingung, weshalb die Phasenzeit der Schwingun-

gen, welche die sämmtlichen von gleich liegenden Stellen der Oeffnungen ausgehenden Strahlen angeregt haben, für denselben Augenblick der Reihe nach durch

$$t, \; t + \frac{u}{r} T, \; t + \frac{2u}{r} T, \; t + \frac{3u}{r} T \; . \; . \; . \; .$$

$$t + \frac{(r-1)}{r} T$$

gegeben ist. Bekanntlich folgen die Phasen während jeder Schwingung genau in derselben Ordnung, daher kann man für jedes Glied, das größer als T ist, den Rest setzen, den man erhält, wenn man dieses Glied mit T dividirt. Wird die Zeit einer jeden Phase um $\frac{u}{r}$ T vermehrt, so erhalten wir

$$t + \frac{u}{r} T, \; t + \frac{2u}{r} T, \; t + \frac{3u}{r} T \; . \; . \; . \; . \; . \; , \; t,$$

mithin stellen sich die in obiger Reihe bezeichneten Phasen, nur in eine andere Ordnung, bleiben aber in der Gesammtheit dieselben. Auch ändert sich ihre Beschaffenheit nicht, wenn man in den Gliedern, wo der Zähler größer ist als r, durch r dividirt, und nur den sich ergebenden Rest setzt.

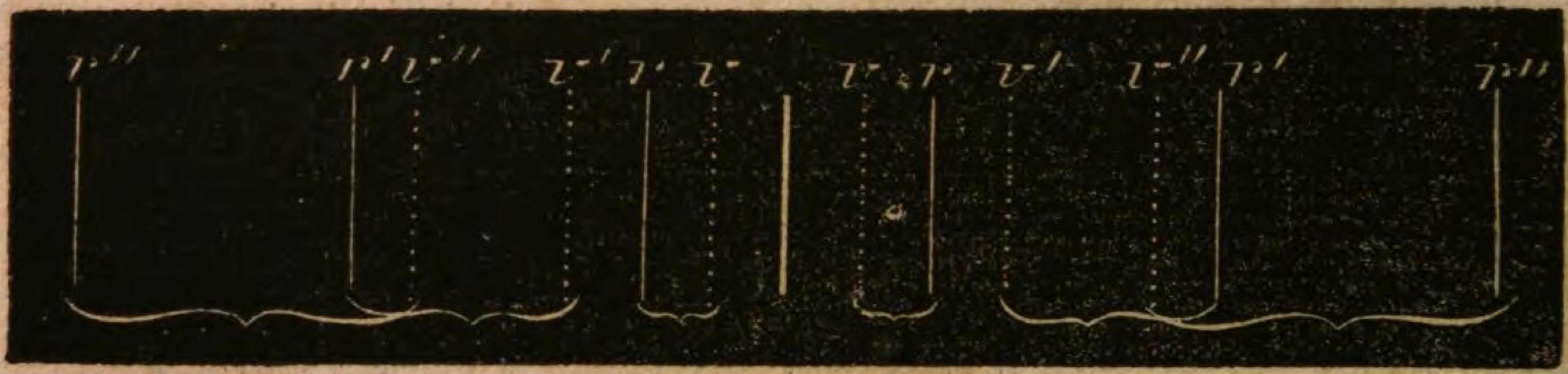
Käme nun in N durch das Zusammenwirken der Strahlen eine schwingende Bewegung des Aethertheilchens zu Stande, so müßte sie eine solche sein, daß die sich ergebende Phase schon nach Verlauf der Zeit $\frac{u}{r}$ T, mithin nach Verlauf einer Zeit, die kleiner ist, als die Dauer einer Schwingung sich wiederholt; also würde durch dieses Zusammenwirken in N die Dauer einer Schwingung verringert und zwar desto mehr, je größer die Zahl der Oeffnungen ist; aber von der Dauer einer Schwingung hängt der Farbeneindruck ab, also müßte durch die Beugung eine Aenderung in der Farbe des Lichts bewirkt werden; da nun die Erfahrung lehrt, daß eine solche Farbenänderung nicht Statt findet, so sind wir zu der Annahme genöthigt, daß die Lichtstrahlen in dem Puncte N, dessen Lage durch die Gleichung

$$\sin. \varphi = \frac{u \lambda}{r b}$$

gegeben ist, sich gegenseitig vernichten. Die Stellen, für welche u durch r theilbar ist, sind die Stellen der größten Lichtstärke.

Aus dem Gesagten ist zu ersehen, daß die Anzahl der dunklen Linien in jedem Spectrum der ersten Klasse mit der Anzahl der Spaltöffnungen wächst, und sie daher immer näher an einander rücken, so daß bei einer unendlich großen Anzahl der Spalten überall Dunkelheit herrscht, mit Ausnahme derjenigen Stellen, für welche δ einer ganzen Anzahl von Wellenlängen gleich ist, da an diesen die Lichtstärke mit der Anzahl der Oeffnungen wächst.

Hieraus erklären sich auch die Erscheinungen, die man beobachtet, wenn die von einer Lichtlinie kommenden Lichtstrahlen durch ein Gitter gebeugt werden. Setzt man ein solches Gitter vor ein nach einer Lichtlinie gerichtetes Fernrohr so auf, daß die schmalen Spalten desselben zur Lichtlinie parallel zu stehen kommen; so beobachtet man bei homogenem Lichte in der Mitte des Gesichtsfeldes das schmale Bild M Fig. 14 der Lichtlinie, zu



beiden Seiten desselben dunkle Räume und die hellen Streifen r, r′, r″, der Spectra zweiter Klasse, nämlich die zusammenfallenden und sich verstärkenden Mitten der Spectra beider Klassen; man kann wohl auch noch die andern übrig bleibenden hellen Streifen wahrnehmen, sie sind aber so lichtschwach, daß sie bei der großen Helligkeit der in r, r′, r″,. vorkommenden schwer zu sehen sind. Da die hellen Streifen den Stellen entsprechen, für welche $\delta = m\lambda$ d. h. gleich ist einer Anzahl von Wellenlängen, und λ bekanntlich kleiner ist für violettes Licht als für rothes, so ist klar, daß die violetten Streifen v, v′, v″.. der Mitte näher stehen als die rothen; die hellen Streifen anderer Farben liegen zwischen den violetten und den rothen. — Bei Anwendung von weißem Lichte erscheint zwischen v und r, eben so zwischen v′ und r′, zwischen v″ und r″ eine Reihe von hellen verschiedenfarbigen Streifen; die Farben folgen in der nämlichen Ordnung auf einander wie im prismatischen Farbenbilde; auch sind in jedem die Frauenhofer'schen Linien zu sehen.

§. 22.

Erklärung der doppelten Brechung in einarigen Krystallen.

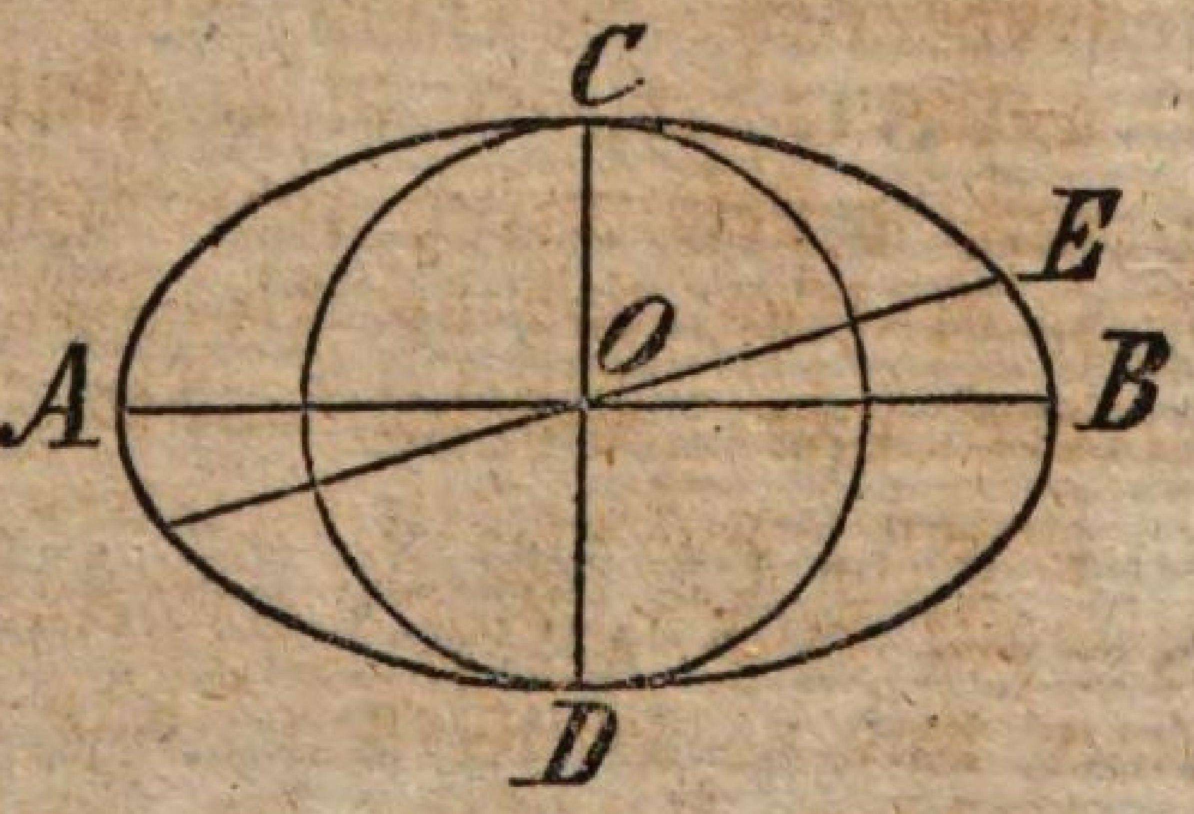
1. Der gewöhnliche Strahl wird im Doppelspathe stärker gebrochen, als der ungewöhnliche, daher pflanzt er sich mit geringerer Geschwindigkeit im Krystalle fort, als der letztere.

2. Da der Brechungsexponent für den gewöhnlichen Strahl eine unveränderliche Größe ist, so folgt, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nach allen Richtungen dieselbe, und daher die Oberfläche der Lichtwelle, welche der gewöhnliche Strahl angehört, kugelförmig ist, wie bei der einfachen Brechung.

3. Der Brechungsexponent des ungewöhnlichen Strahls ist für jeden anderen Einfallswinkel ein anderer; daraus folgt, daß die Fortpflanzung desselben nach verschiedenen Richtungen verschieden, die Oberfläche der außerordentlichen Lichtwelle nicht kugelförmig ist.

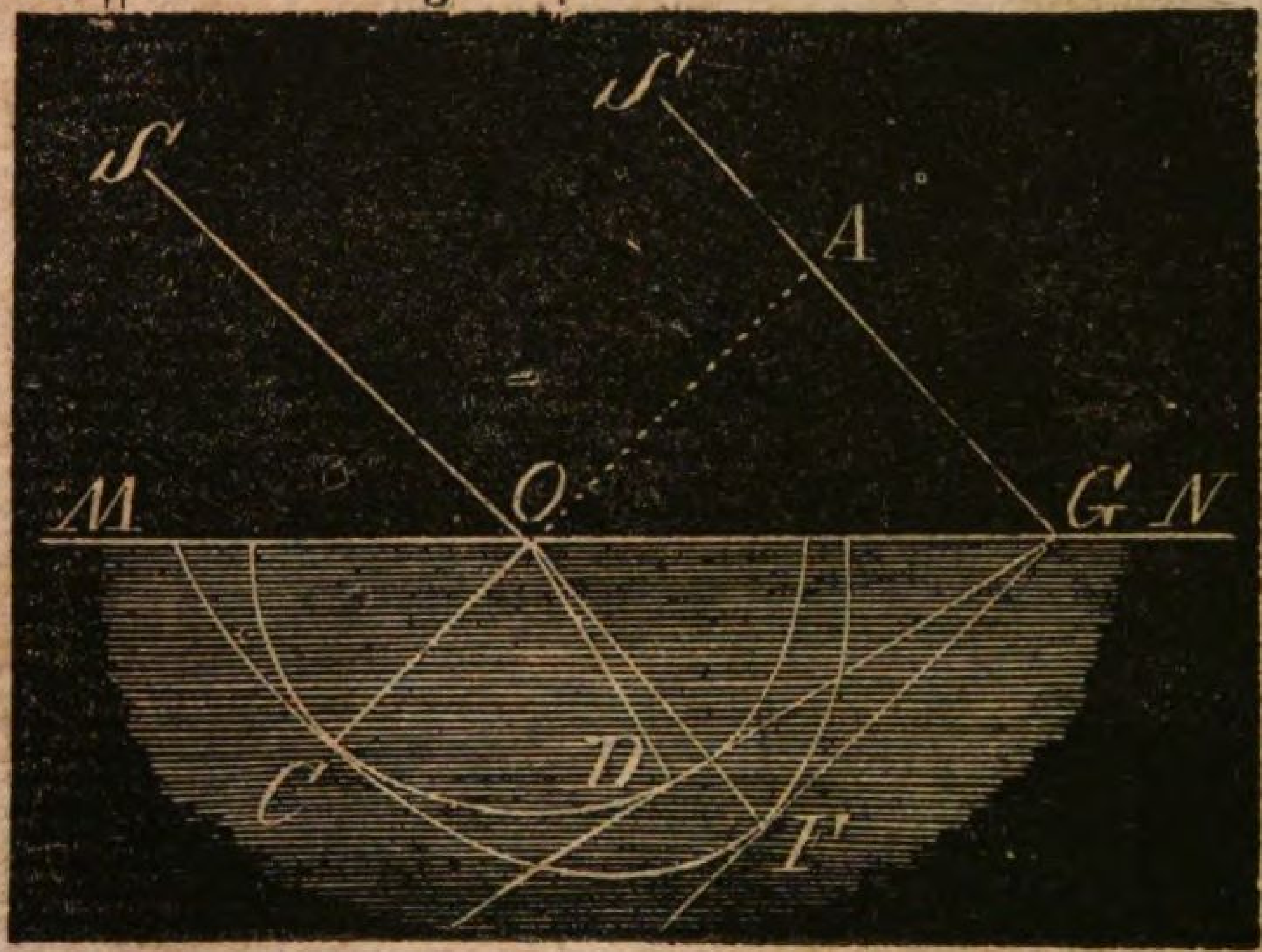
In dem Falle, wo der ungewöhnliche Strahl den Krystall in einer Richtung, die auf der Hauptaxe senkrecht steht, durchgeht, ist der Brechungsexponent am kleinsten und beträgt 1.483, mithin ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nach dieser Richtung am größten, nach jeder anderen aber kleiner und zwar desto kleiner, je mehr sich die Richtung des durchgehenden ungewöhnlichen Strahls der Richtung der Hauptaxe nähert. In der Richtung der Hauptaxe pflanzt sich der ungewöhnliche Strahl mit derselben Geschwindigkeit fort, wie der gewöhnliche, nämlich mit jener, die dem Brechungsexponenten = 1.654 entspricht; es findet in dieser Richtung keine doppelte Brechung Statt.

4. Ist CD Fig. 15 die Richtung der Hauptaxe oder optischen Axe in einem Kalkspathrhomboeder, und stellt CO = OD die Geschwindigkeit des gewöhnlichen, AO = BO die des ungewöhnlichen Strahls für den Fall vor, wo er in einer auf der optischen Axe senkrechten Richtung sich fortpflanzt so stellt eine Ellipse, deren kleine Axe CD und deren große AB ist, und in welcher CD : AB = 1.483 : 1.654, das Gesetz dar, nach welchem sich die Geschwindigkeit des ungewöhnlichen Strahls mit seiner



Richtung ändert. Bildet z. B. der durchgehende Strahl mit der optischen Axe CD den Winkel von 60°, so zieht man die Gerade OE so, daß der Winkel COE = 60 wird, und nun gibt die Länge des Radiusvectors OE die Geschwindigkeit an, mit welcher der ungewöhnliche Strahl in der angenommenen Richtung fortschreitet.

5. Beschreibt man um den Punkt O einen Kreis mit dem Halbmesser CO, und denkt sich das Ganze um CO gedreht, so beschreibt der Kreis eine Kugel und die Ellipse ein Ellipsoid; ersteres stellt die Wellenoberfläche des gewöhnlichen, letzteres die des ungewöhnlichen Strahls vor. Die Kugel ist vom Ellipsoid eingehüllt, weil der gewöhnliche Strahl sich langsamer fortpflanzt als der ungewöhnliche; nur in zwei Puncten berühren sich beide Oberflächen, weil die kleine Axe zugleich der Durchmesser der Kugel ist.



Nun ist es leicht, die Richtung der beiden, bei der doppelten Brechung im Kalkspathe sich bildenden Strahlen, für jeden Einfallswinkel zu finden. Es sei SO Fig. 16 der einfallende Strahl, MN die Oberfläche des Krystalls, OC seine optische Axe liegend in der Einfallsebene; zieht man S'G parallel zu SO, und fällt von O auf S'G, die Senkrechte OA, beschreibt dann um O einen Kreis, dessen Halbmesser sich zu AG verhält, wie 1 : 1.654 und zieht von G eine Tangente GD, so ist OD die Richtung des gebrochenen gewöhnlichen Stahls.

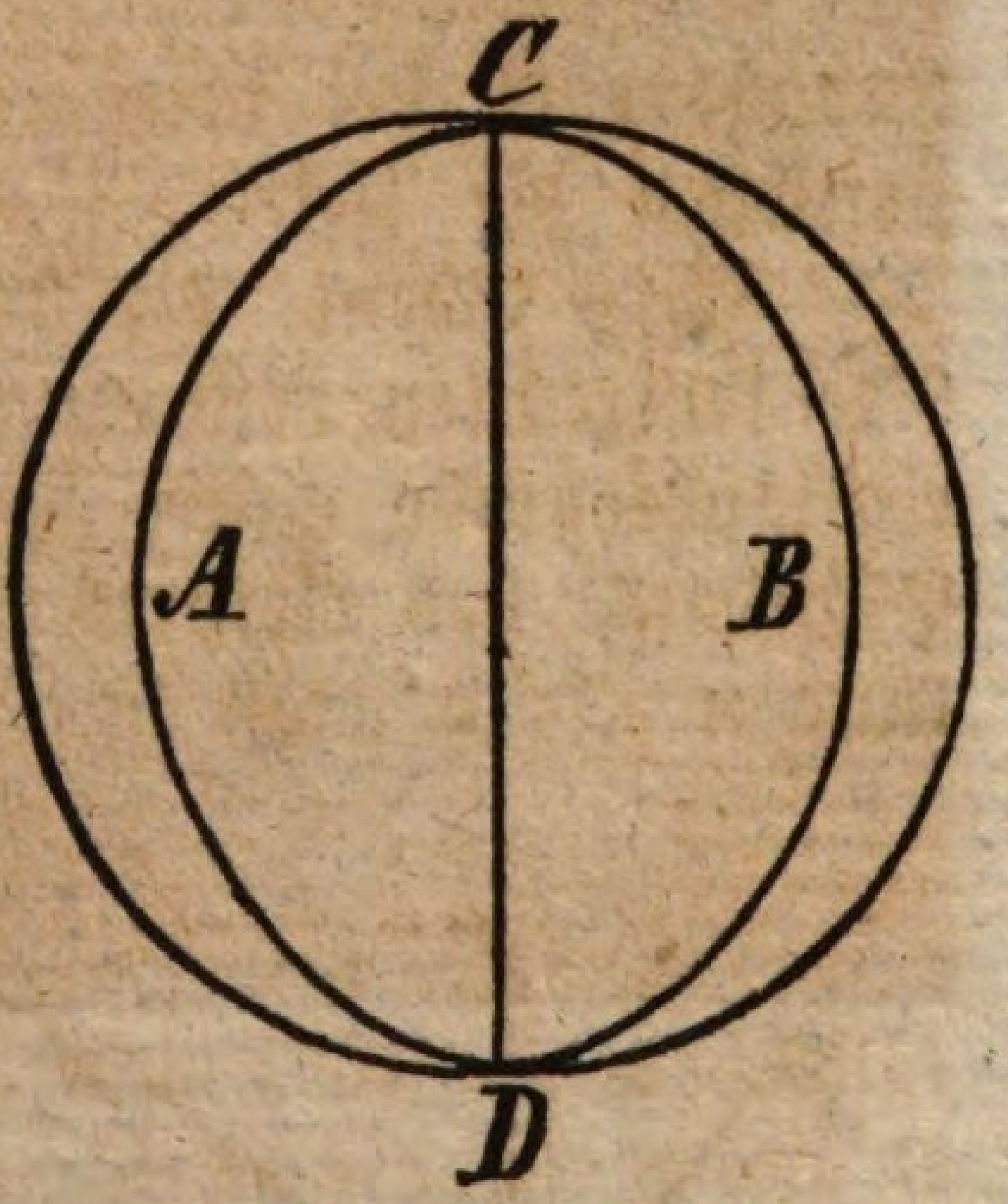
Denn OA stellt ein kleines Wellenstück vor; während der Strahl S'A den Weg AG zurücklegt, beschreibt der Strahl SO im Krystall einen Weg x von der Beschaffenheit, daß

$$x : AG = 1 : 1.654$$

mithin ist x gleich dem Halbmesser des beschriebenen Kreises, und die von G aus gezogene Tangente gibt die Lage des Wellenstücks im Krystalle für den Augenblick, wo der Strahl S'A in G ankommt; mithin ist OD die Lage des gebrochenen Strahls.

Verzeichnet man um O eine Ellipse, in welcher die kleine Axe gleich CO zur großen Axe sich so verhält wie 1.483 : 1.654 und zieht von G eine Tangente GF, so ist OF die Richtung des ungewöhnlichen Strahls. Liegt jedoch die optische Axe nicht in der Einfallsebene, so ist die Richtung des ungewöhnlichen Strahls nicht so leicht durch Zeichnung anzugeben, weil sie alsdann aus der Einfallsebene tritt; um sie dennoch zu finden, müßte man in G auf die Einfallsebene d. i. die Ebene des Papiers eine Senkrechte errichten, und durch diese eine Ebene so legen, daß sie die ellipsoidische Wellenoberfläche des ungewöhnlichen Strahls berührt; die gerade Linie, welche dann den Berührungspunct mit dem Puncte O verbindet, gibt die Richtung des ungewöhnlichen Strahls, die offenbar nicht immer in der Einfallsebene liegen wird.

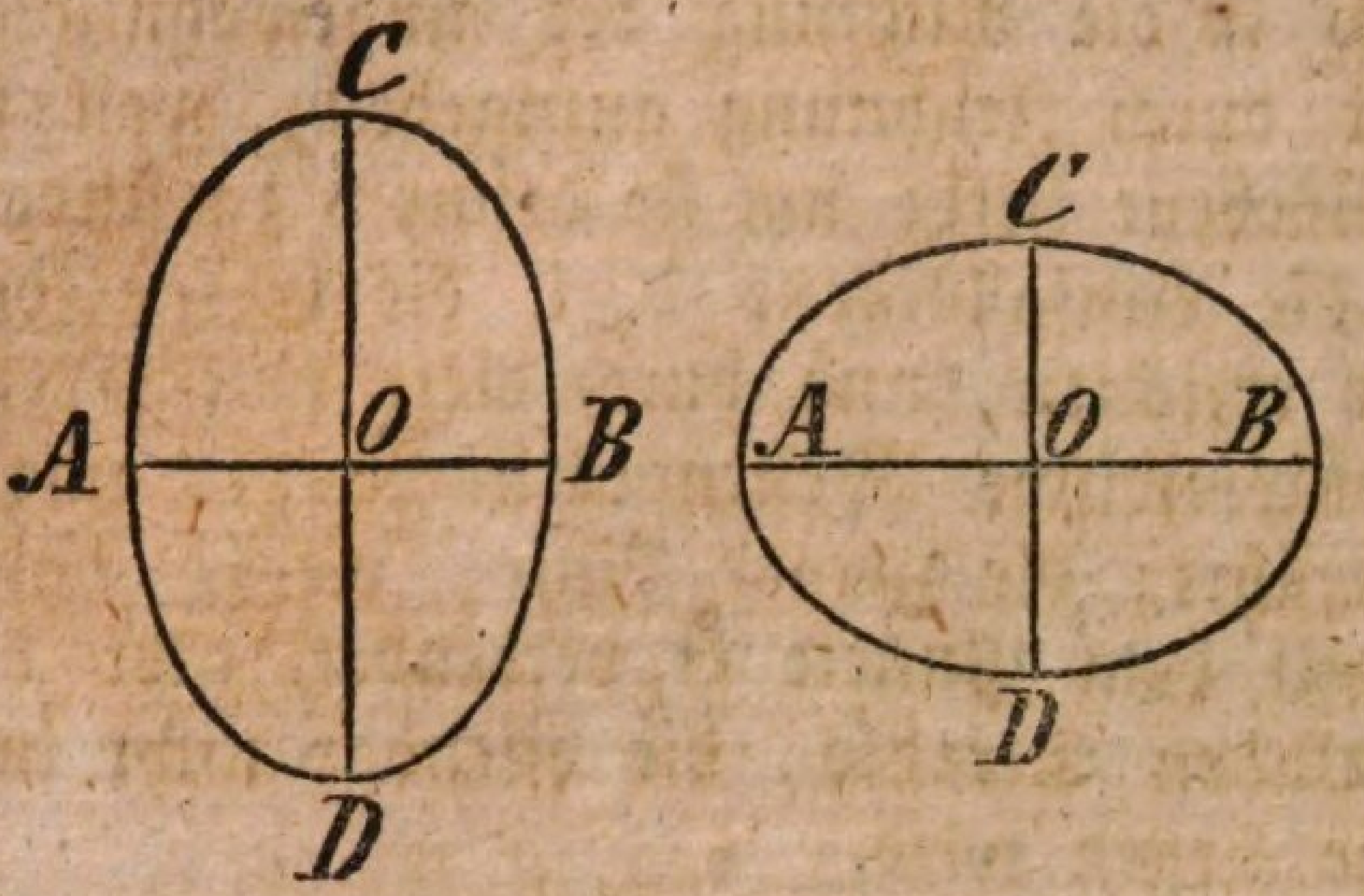
6. Bei den einaxigen positiven Krystallen geht der ungewöhnliche Strahl langsamer durch den Krystall durch, wird daher stärker gebrochen und dabei der optischen näher gebracht als der gewöhnliche.



Ist CO die Geschwindigkeit des gewöhnlichen Strahls so wie die des ungewöhnlichen in der Richtung der Axe CD, und bezeichnet AO die kleinste Geschwindigkeit des ungewöhnlichen, rechtwinklig zur Axe durch den Krystall fortschreitenden Strahls, verzeichnet man ferner mit dem Halbmesser CO einen Kreis, dann über den Axen AB und CD eine Ellipse und denkt sich Kreis und Ellipse um CD drehend, so entsteht eine Kugel, welche die Wellenoberfläche des gewöhnlichen Strahls, und ein Ellipsoid, welches die Wellenoberfläche des ungewöhnlichen Strahls darstellt. Man sieht, daß hier die große Axe der Ellipse die Umdrehungsaxe ist und das Ellipsoid von der Kugel eingehüllt wird.

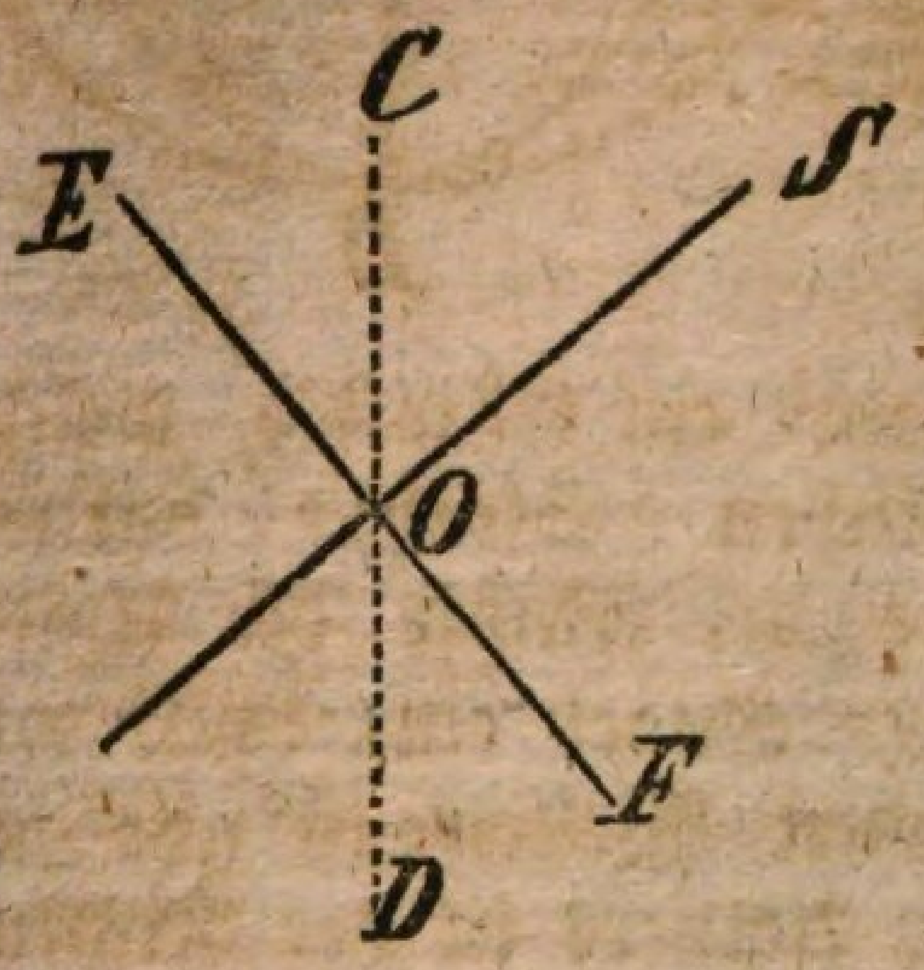
7. Die Bildung solcher ellipsoidischen Wellen ist nur dann möglich, wenn die Elasticität des Aethers in der Richtung der optischen Axe entweder kleiner oder größer ist als in jeder anderen Richtung, jedoch um diese Axe herum vollkommen symmetrisch erscheint. Berücksichtigt man, daß die Schwingungen in Richtungen Statt finden, die auf der Fortpflanzungsrichtung senkrecht stehen, so wird klar, daß bei den einaxigen negativen

Krystallen die Elasticität des Aethers in der Richtung der optischen Axe am größten und in einer darauf senkrechten Richtung am kleinsten ist; daß dagegen bei den einaxigen **positiven** Krystallen das Gegentheil Statt findet.



Stellt CD die Größe der Elasticität in der Richtung der optischen Axe und AB die in der darauf senkrechten Richtung vor, verzeichnet man über CD und AB eine Ellipse und läßt sie um eine Axe sich drehen, so erhält man ein Ellipsoid, welches das Gesetz darstellt, nach welchem sich die Elasticität des Aethers nach den verschiedenen Richtungen im Krystall ändert. Dieses Umdrehungsellipsoid heißt die Elasticitätsoberfläche für einaxige Krystalle; die Umdrehungsaxe ist bei den negativen Krystalle die große, bei den positiven die kleine Axe der Ellipse.

Eine Ebene, die das Ellipsoid in einer auf der optischen Axe senkrechten Richtung durchschneidet, erzeugt an der Elasticitätsoberfläche einen Kreis; dieß macht anschaulich, daß die Elasticität des Aethers in allen auf der Axe senkrechten Richtungen gleich groß ist.



8. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Lichtwelle hängt von der Elasticität des Aethers in der Richtung ab, in welcher die Aethertheilchen vibriren. Denken wir uns einen Lichtstrahl gehend durch den Krystall in irgend einer Richtung SO Fig. 19. Denken wir uns ferner durch den Mittelpunct O der Elasticitätsoberfläche senkrecht auf diesen Strahl eine Ebene gelegt, so schneidet diese die Oberfläche in einer Ellipse, deren eine Axe EF in die Ebene des Hauptschnittes d. i. in die durch SO und OC gelegte Ebene fällt, und die andere, da sie auf EO und SO senkrecht steht, mit der Ebene EOS mithin auch mit der optischen Axe rechtwinkelig sein

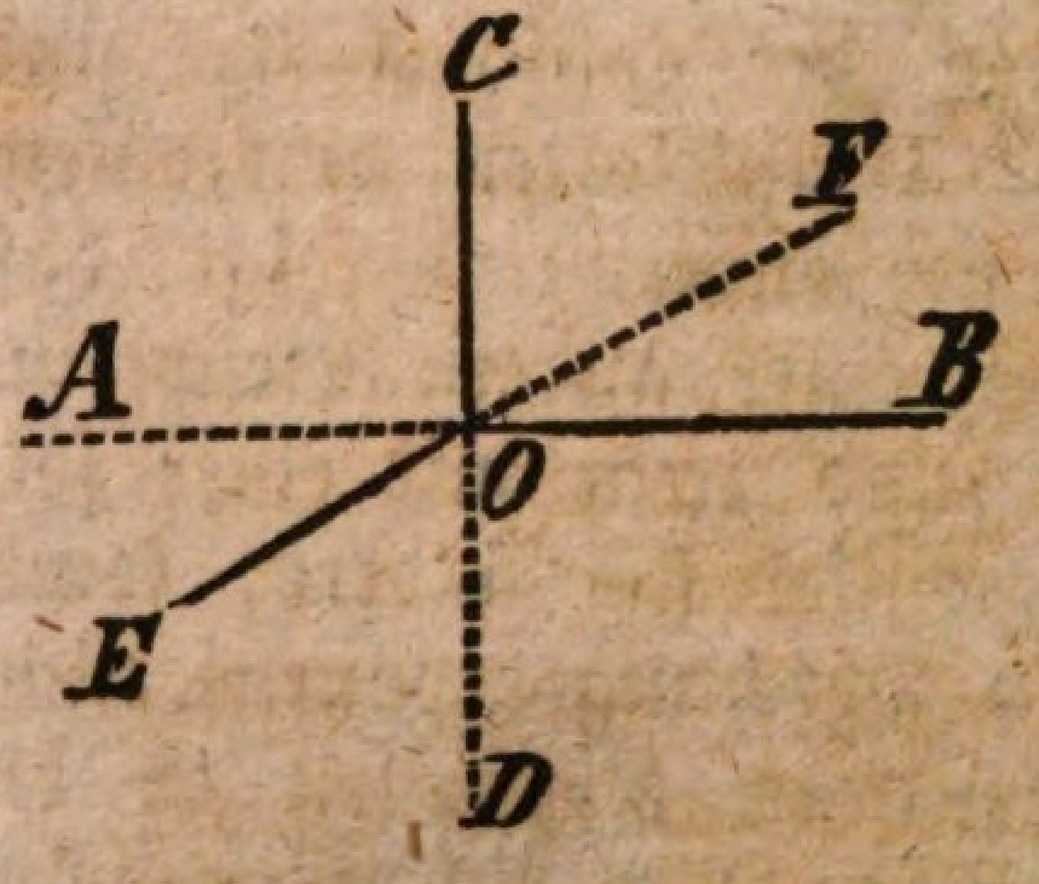
muß. Aus den Erscheinungen, welche die einaxigen Krystalle darbiethen, wenn polarisirtes Licht durch sie durchgeht, wird ersichtlich, daß in ihnen nur solche Schwingungen möglich sind, deren Richtungen parallel sind, entweder zu der einen oder zu der andern Axe des elliptischen Schnittes; daher zerfallen die Schwingungen der dem Strahl SO zukommenden Aethertheilchen in zwei componirende, in Schwingungen die in Richtungen Statt finden, die auf der optischen Axe senkrecht stehen, die daher stets, mag der Strahl wie immer einfallen, mit derselben Geschwindigkeit Statt finden, und somit den gewöhnlichen Strahl bilden; dann in Schwingungen, die in der Ebene des Hauptschnittes und zwar parallel zu EF geschehen d. i. in einer Richtung, die mit der optischen Axe einen Winkel einschließt, der complementär ist, zu dem, den sie mit dem ungewöhnlichen Strahl bildet. Da bei den einaxigen negativen Krystallen in den Richtungen zwischen der optischen Axe und der auf ihr senkrechten Geraden die Elasticitäten von einem Maximum bis zu einem Minimum sich ändern, so folgt, daß die zweite Art von Schwingungen mit einer andern Geschwindigkeit sich fortpflanzt als die erste, und zwar mit einer solchen, deren Werth mit dem Einfallswinkel sich ändert; somit entsteht ein zweiter Lichtstrahl, dessen Brechungsexponent nicht mehr constant ist. Bei einaxigen positiven Krystallen ist die Elasticität in der Richtung der optischen Axe ein Minimum, und in der darauf senkrechten Richtung ein Maximum; somit ist der Brechungsexponent für den auf der optischen Axe senkrechten ungewöhnlichen Strahl am größten, und für den in der Richtung der Axe gehenden am kleinsten. Auch ist klar, daß der gewöhnliche Strahl, bei dem die Vibrationen rechtwinkelig zur optischen Axe vor sich gehen, schwächer gebrochen wird, als der ungewöhnliche.

Geht der Strahl in einem einaxigen Krystall in der Richtung der optischen Axe durch, so gehen alle Vibrationen, da sie auf dem Lichtstrahl senkrecht stehen, rechtwinklig auf der Axe vor sich, mithin ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit bei allen dieselbe, und so eine Bildung von zwei Strahlen unmöglich.

§. 23.

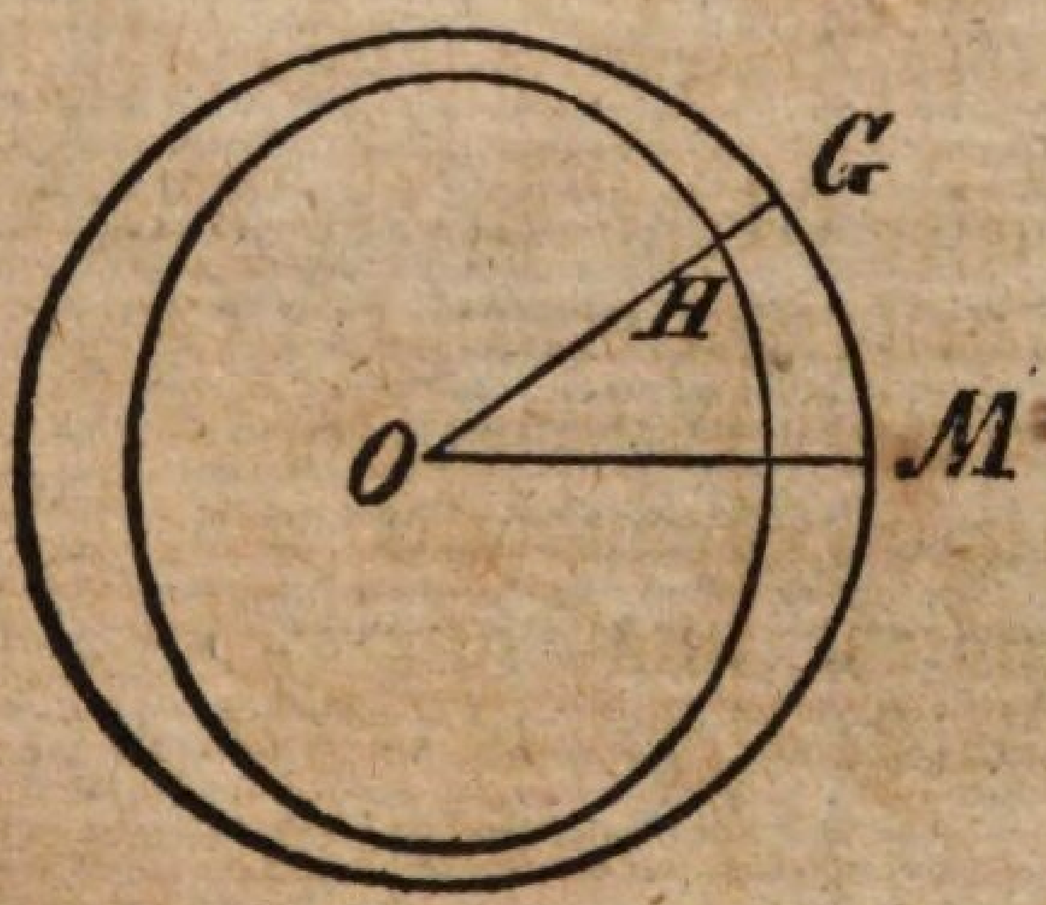
Erklärung der doppelten Brechung in zweiarigen Krystallen.

Die doppelte Brechung bei zweiarigen Krystallen erklärt Fresnel aus der Annahme, daß die Elasticität des Aethers in diesen Krystallen nach verschiedenen Richtungen verschieden ist, so daß es daselbst keine Richtung (Are) gibt, um welche herum die Elasticität des Aethers symmetrisch ist, wie bei einarigen Krystallen; ferner, daß die Aren der größten, dann die Aren der kleinsten und der mittleren Elasticität senkrecht aufeinander stehen. Denkt man sich über diese drei Aren ein Ellipsoid beschrieben, so läßt sich mit Hülfe desselben das Gesetz angeben, nach welchem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Strahlen mit der Aenderung in ihrer Richtung sich ändert.



Wir wollen dieß hier nur an einigen einfachen Fällen zeigen, und zu diesem Behufe durch AB, CD, EF Fig. 20 die Richtungen der größten kleinsten und mittleren Elasticitätsare, und durch $\frac{AB}{2}$, $\frac{CD}{2}$, $\frac{EF}{2}$ die diesen Richtungen entsprechenden Fortpflanzungsgeschwindigkeiten bezeichnen. Nehmen wir an 1. die Richtung in welcher der Strahl durch den Krystall fortgeht, liege in der Ebene, die durch die Aren der kleinsten und der mittleren Elasticität, also durch CD und EF gelegt wird, und falle zuerst mit CD zusammen; in diese Richtung geschieht die Fortpflanzung einmal durch Schwingungen, die parallel mit AB, dann durch solche die parallel zu EF vor sich gehen; die ersteren pflanzen sich mit der Geschwindigkeit $\frac{AB}{2} = OB$ die anderen mit der Geschwindigkeit $\frac{EF}{2} = OF$ fort. Fällt die Richtung des durchgehenden Strahls mit EF zusammen, so geschehen die Schwingungen, die den Strahl fortpflanzen entweder parallel zu AB oder parallel zu CD, die ersteren pflanzen sich mit der Geschwindigkeit OB, die anderen mit der kleinsten, die nämlich der Elasticitätsare CD entspricht u. $= \frac{CD}{2} = OC$ ist. In allen

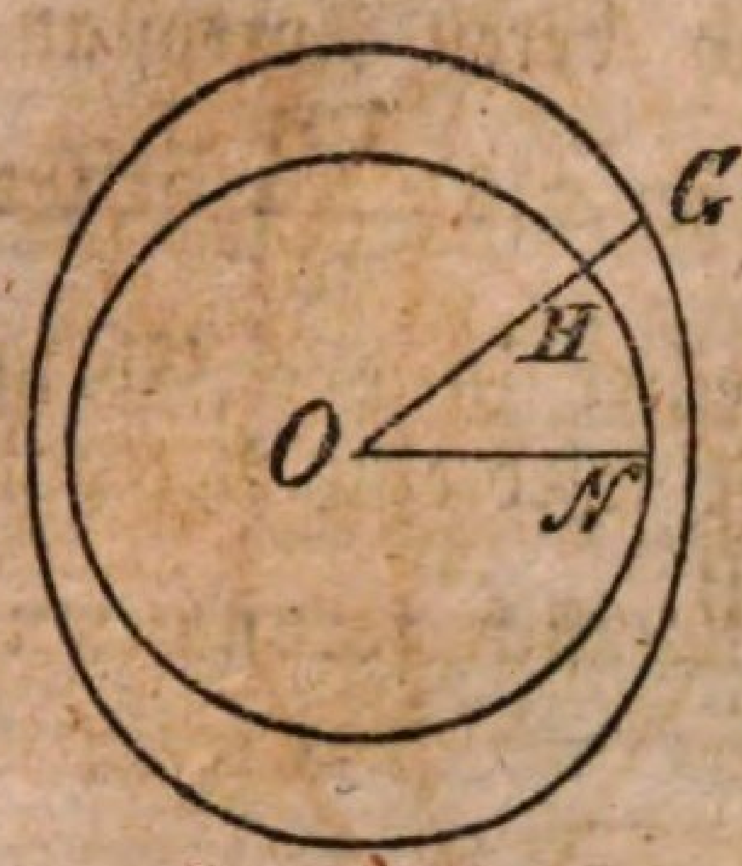
zwischen CD und EF in der Ebene COF liegenden Richtungen können sich Strahlen fortpflanzen, bei denen die Vibrationen parallel zur Axe AB sind, und die den Krystall mit der Geschwindigkeit $\frac{AB}{2}$ durchlaufen, außerdem auch solche, bei denen die Aethertheilchen senkrecht zur Axe AB vibriren, und deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit kleiner als OF, aber größer als $\frac{CD}{2}$ ist. Es mag also ein Strahl in was immer für einer in der Ebene COF befindlichen Richtung durchgehen, immer wird eine Art von Schwingungen mit der Geschwindigkeit $\frac{AB}{2}$ sich forpflanzen.



Beschreibt man um O Fig. 21 einen Kreis mit dem Halbmesser OM = AB so gibt dieser den Durchschnitt der Ebene COF mit einem Theil der Wellenoberfläche, und zieht man um O eine Ellipse, deren kleine Axe CD und deren große EF ist, und die daher von dem Kreise eingeschlossen ist, so gibt sie den Durchschnitt der Ebene COF mit der Oberfläche einer zweiten Welle, die mit einer kleineren Geschwindigkeit fortschreitet. Ein Strahl, der in der Richtung GO durch den Krystall durchgeht, zerfällt in zwei besondere Strahlen, wovon der eine mit der Geschwindigkeit GO, der andere mit der Geschwindigkeit HO sich fortpflanzt; nur letztere Geschwindigkeit ändert sich mit der Richtung des in der Ebene COF befindlichen Strahls.

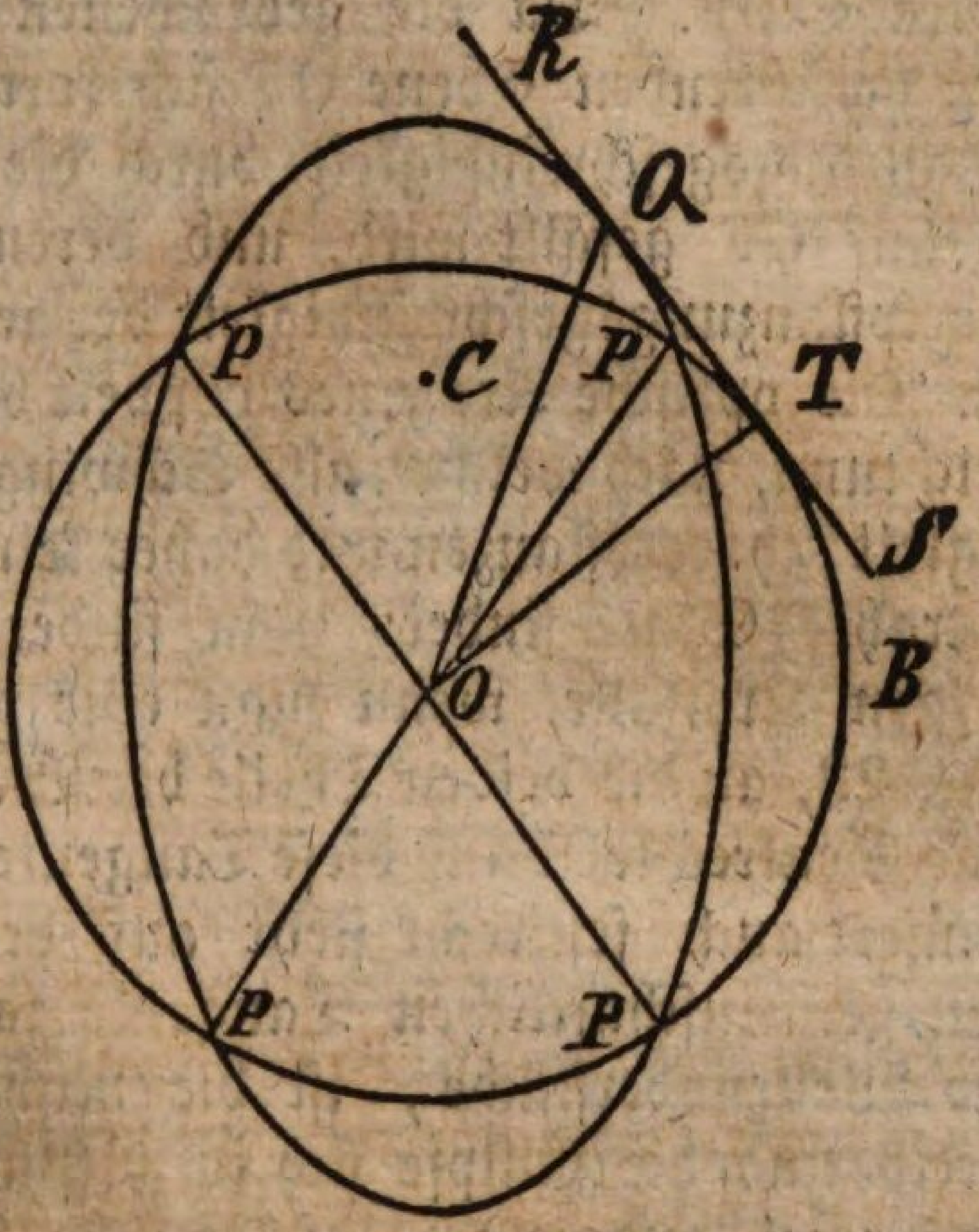
2. Geht ein Strahl in der Ebene AOF, die durch die Axe der größten und der mittleren Elasticität gelegt ist, durch den Krystall durch, und zwar zuerst in der Richtung AB, so pflanzen sich Schwingungen fort, die parallel zu CD und parallel zu EF vor sich gehen, erstere mit der Geschwindigkeit OC, letztere mit der Geschwindigkeit OF. Bei einem in der Richtung EF gehenden Strahle vibriren die Aetertheilchen parallel zu CD und gehen mit der Geschwindigkeit OC, dann parallel zu AB, die mit der Geschwindigkeit OB fortschreiten; bei den Strahlen, die in der Ebene BOF zwischen AB und EF liegen, geschieht die Fortpflanzung immer durch Schwingungen, die parallel zu CD geschehen und mithin mit der kleinsten im Krystall vorkommenden

Geschwindigkeit CO fortschreiten, außerdem durch solche, deren Richtungen zu CD senkrecht sind, und mit einer Geschwindigkeit fortgehen die kleiner als die größte OB und größer als die mittlere OF ist.



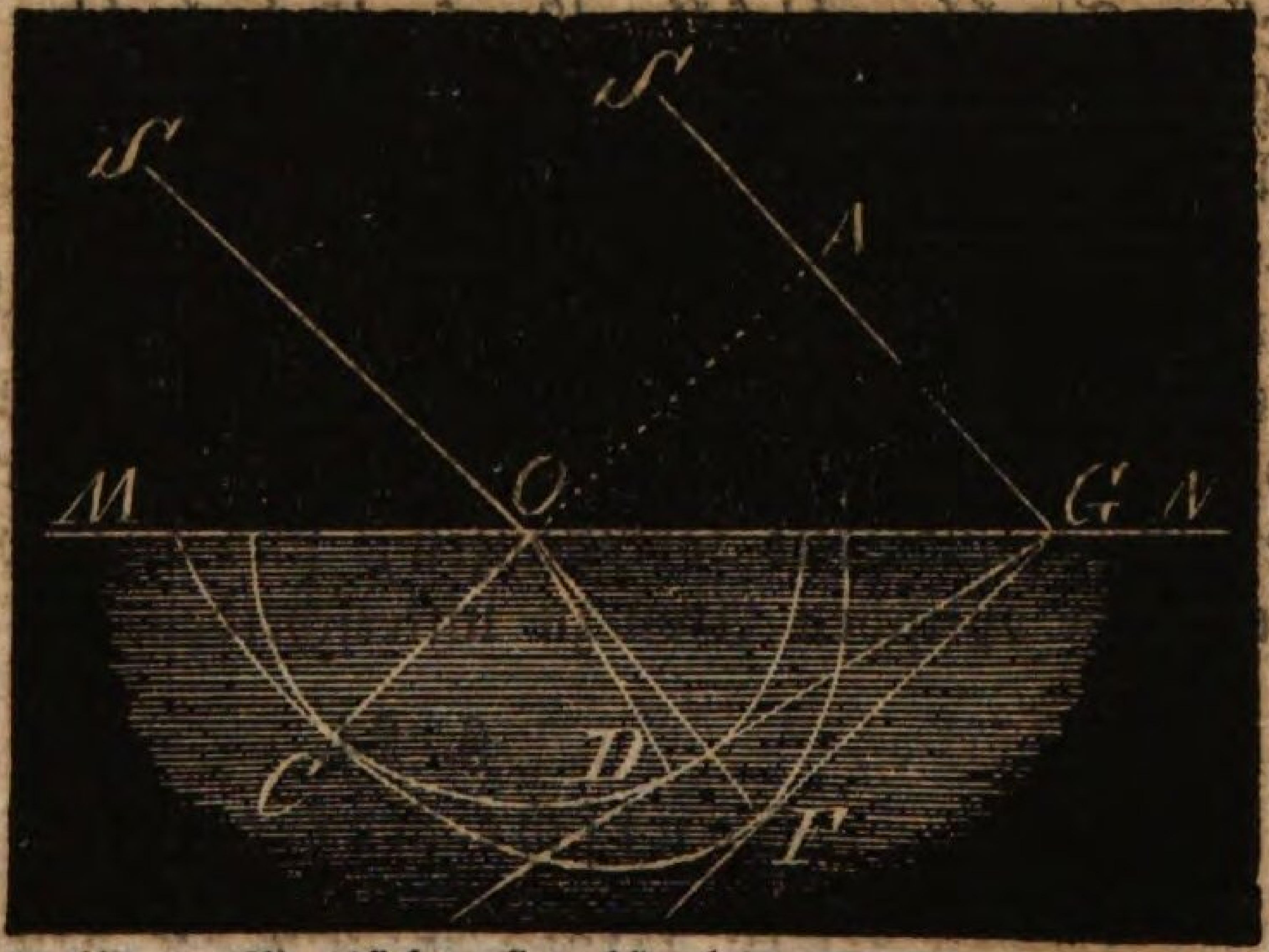
Beschreibt man wieder um O Fig. 22 einen Kreis mit dem Halbmesser ON = CO und dann eine Ellipse, deren große Axe gleich AB und die kleine gleich OF ist; so erhält man die Durchschnitte der beiden Wellenoberflächen mit der Ebene, die durch die Axen der größten und der mittleren Elasticität gelegt wird. Es ist klar, das der Kreis jetzt von der Ellipse eingeschlossen wird. Ein Strahl, der in dieser Ebene in der Richtung GO durchgeht, theilt sich in zwei Theile von denen der eine mit der Geschwindigkeit HO, der andere mit der Geschwindigkeit GO sich fortpflanzt; bei dem ersteren ist die Geschwindigkeit von dem Winkel, den der Strahl mit AB einschließt unabhängig, bei dem anderen aber wächst sie mit der Größe dieses Winkels.

3. Betrachten wir die Strahlen, die in der Ebene der kleinsten und der größten Elasticität liegen, so finden wir daß die Fortpflanzung durch Schwingungen Statt findet, die parallel sind zu EF und durch solche die darauf senkrecht stehen; erstere pflanzen sich nach allen Seiten mit der Geschwindigkeit OF fort, letztere aber mit einer, die größer ist als der kleinste, OC aber kleiner als die größte OB.



Beschreiben wir in der angenommenen Ebene COB Fig. 23 um O einen Kreis mit dem Halbmesser OF, dann eine Ellipse, deren kleine mit OB zusammenfallende Axe = OC und deren große in der OC liegende Axe = OB ist, so erhalten wir die Durchschnitte dieser Ebene mit den Wellenoberflächen, die uns wieder die Geschwindigkeiten angeben, mit welchen die durch doppelte Brechung entstehenden Strahlen in der Ebene COB sich fortpflanzen. Man sieht, daß in diesem Falle der Kreis und die Ellipse in 4 Punkten sich schneiden, wovon je zwei einander diametral gegenüber liegen.

4. Geht in irgend einer Richtung ein Strahl durch den Krystall durch, so denkt man sich durch O den Mittelpunkt des Ellipsoids eine Ebene senkrecht auf diesen Strahl gelegt; diese schneidet das Ellipsoid immer in einer Ellipse, deren zwei Axen die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der beiden Strahlen, die sich bilden, angeben.



5. Bei der Erklärung des Brechungsgesetzes haben wir erfahren, daß die ebene gebrochene Welle alle elementare Kugelwellen, die in dem neuen Mittel entstehen, tangirt, und daß der gebrochene Strahl auf ihr senkrecht steht. Sind aber die Elementarwellen elliptisch, so ist die Tangente nicht senkrecht auf der Geraden, die den Berührungspunct mit dem Mittelpuncte der Ellipse verbindet; somit ist auch die ebene ge-

brochene Welle GF Fig. 24 nicht senkrecht zu dem gebrochenen Strahl OF. Da die gebrochenen ebenen Wellen parallel mit der berührenden Ebene GF sich fortpflanzen, so wird ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch die Senkrechte gegeben, die von O auf GF gefällt wird, und deren Werth von OF d. i. von der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der gebrochenen Strahlen verschieden ist. Die optische Axe eines doppelt brechenden Krystalls ist diejenige Richtung, nach welchen alle Schwingungen mit derselben Geschwindigkeit sich fortpflanzen und daher keine Theilung des durchgehenden Strahls Statt findet; man findet ihre Richtung in einem zweiaxigen Krystalle, wenn man eine gemeinschaftliche Tangente RS Fig. 23, an die beiden Theile der Wellenoberfläche zieht und von O eine Senkrechte OF auf diese Tangente fällt; diese Senkrechte, die verlängert auch senkrecht steht auf der diametral gegenüberliegenden gemeinschaftlichen Tangente zweier sich schneidenden Theile der Wellenoberfläche, ist die Richtung der einen Axe. Da der Kreis und die Ellipse sich in 4 Punkten schneiden, so lassen sich noch zwei andere gemenschaftliche Tangenten ziehen, die wieder diametral einander gegenüberliegen und zu einander parallel sind; die von O auf diese Tangenten gefällte Senkrechte ist die zweite Axe. — Der Durchschnitspunkt P ist bei den Theilen der Wellenoberfläche gemeinschaftlich, daher können sich in der Richtung OP zwei Strahlen mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen, von denen die Schwingungen des einen in der Ebene der Figur, die Schwingungen des andern aber rechtwinklig zu dieser Ebene vor sich gehen. Obgleich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit beider Strahlen dieselbe ist, so ist doch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der ihnen entsprechenden ebenen Wellen nicht dieselbe, weil die Tangente, die in P an die Ellipse gelegt wird, nicht zusammenfällt mit der Tangente, die in demselben Punkte den Kreis berührt, weshalb auch die Perpendikel die von O an die beiden Tangenten gefällt werden nicht einander gleich sind. Die Richtungen OP, in welchen sich beide Strahlen mit derselben Geschwindigkeit fortpflanzen, sind also von den ihnen nahe liegenden optischen Axen zu unterscheiden.

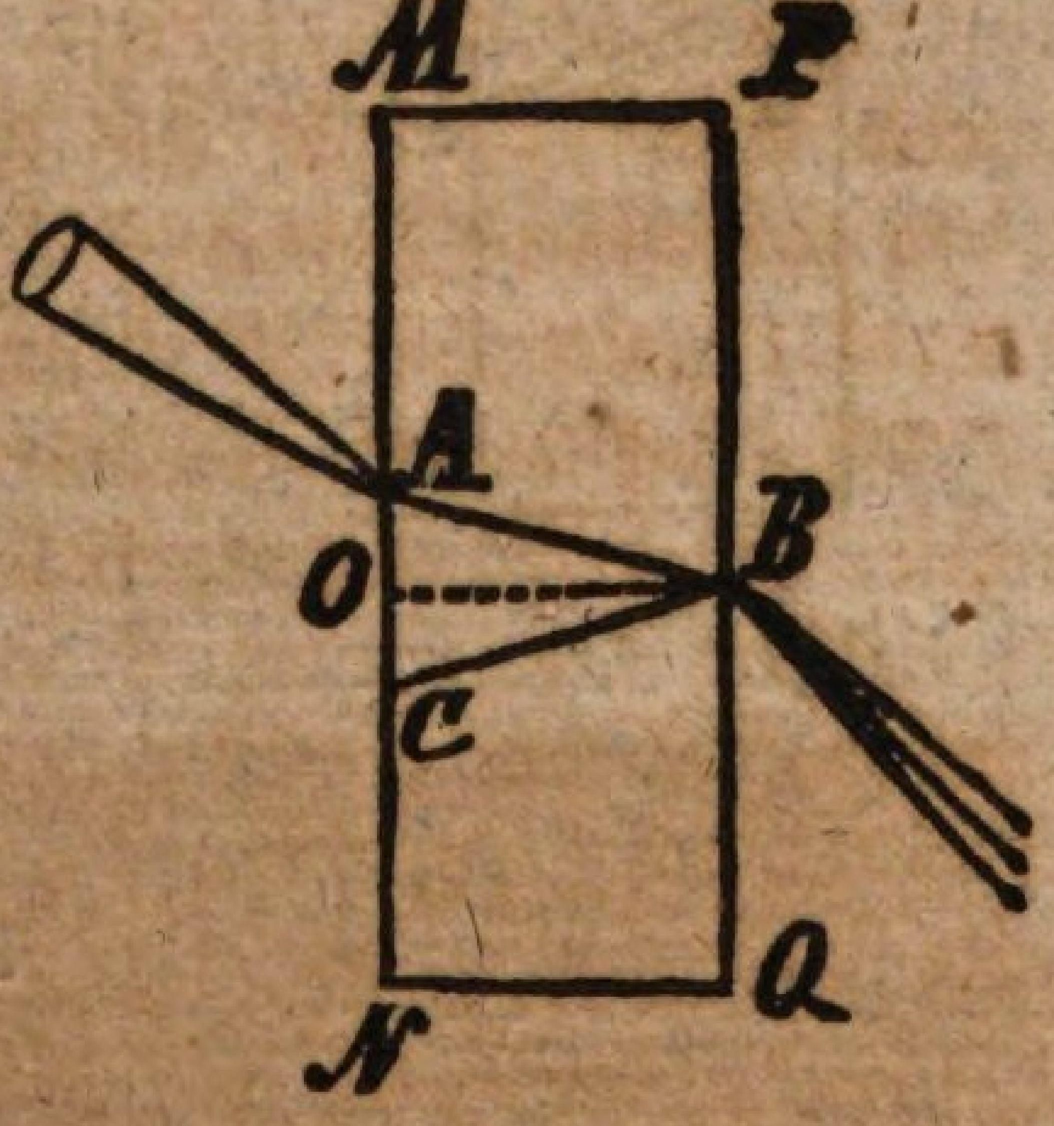
§. 24.

Conische Refraction.

Weil die beiden ebenen Wellen, die den zwei in der Richtung OP fortschreitenden Strahlen entsprechen, mit ungleicher Geschwindigkeit sich fortpflanzen, so müssen die beiden Strah-

len in verschiedenen Richtungen aus dem Krystall austreten. Hamilton hat gezeigt, daß die Wellenoberfläche an jedem der Punkte P eine trichterförmige Vertiefung hat, und daß sich daher in jedem der Punkte P eine unendliche Anzahl von Berührungsebenen an die Wellenoberfläche legen läßt; jeder dieser Berührungsebenen entspricht ein anderer austretender Strahl; daher kommt es, daß wenn das Strahlenbündel, dessen Strahlen in der Richtung OP den Krystall mit der nämlichen Geschwindigkeit durchlaufen, in P ankommt, es sich in unendlich viele Strahlen theilt, die zusammen eine conische Oberfläche bilden. — Dieses aus der Fresnel'schen Theorie von Hamilton aufgefundene Resultat, ist wie es schon gesagt wurde, von Lloyd thatsächlich nachgewiesen worden.

Die beiden Richtungen OP, in welchen alle Strahlen mit der nämlichen Geschwindigkeit sich fortpflanzen, und die fast mit den optischen Axen zusammenfallen, schließen im Arragonit einen Winkel von beinahe 20° mit einander ein. Lloyd hat nun eine Platte senkrecht zu der Linie OB Fig. 25 geschliffen, welche diesen Winkel ABC = 20° halbirt; so daß die Oberfläche MN mit der Richtung der gleichen Strahlengeschwindigkeit AB den Winkel von 80° bildet; auf jede der beiden Oberfläche MN und PQ legte er eine Metallplatte und zwar so, daß die feinen Oeffnungen, womit sie versehen waren, an die Endpunkte der Linie AB zu liegen kamen.



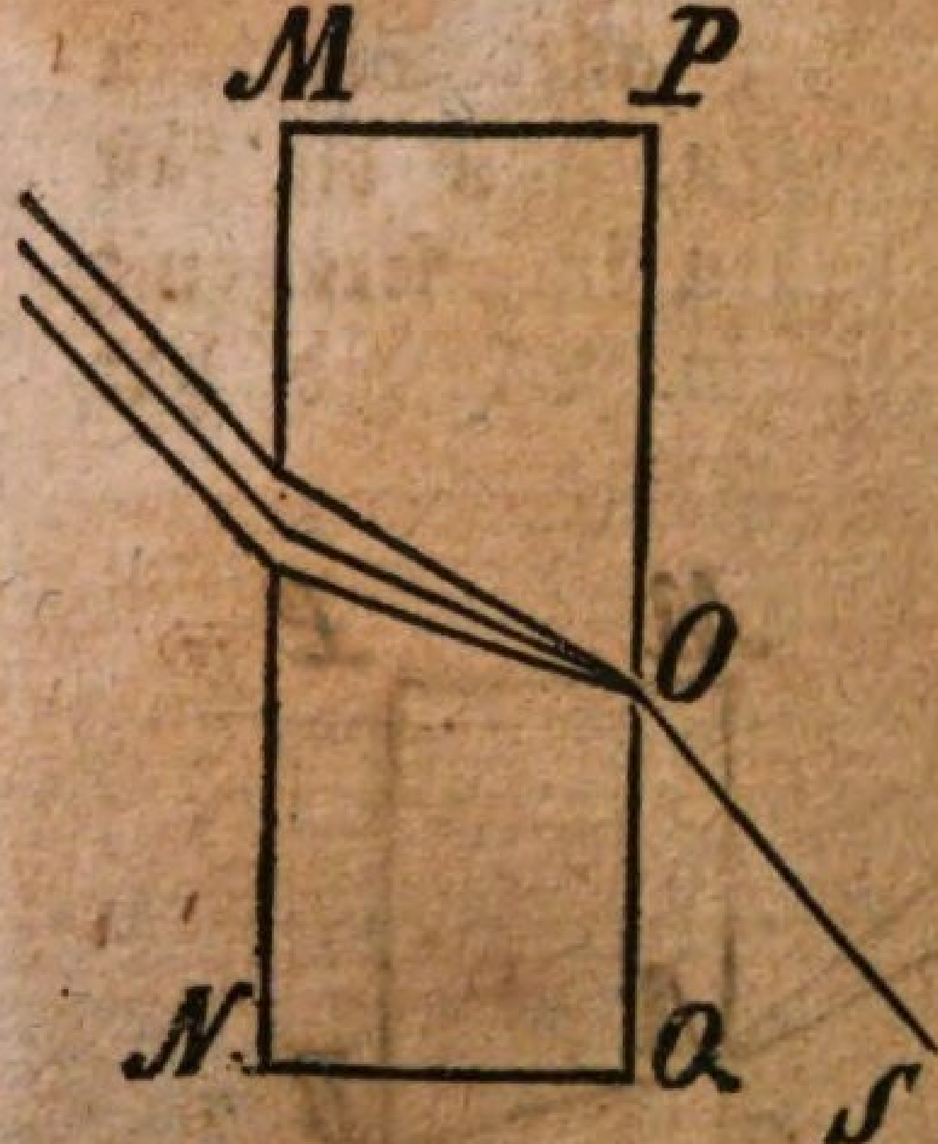
Ward nun ein Lampenlicht einer Oeffnung genähert, so daß ein weißes Lichtbündel in der Richtung AB durch den Krystall durchgehen, so sah man auf der andern Seite einen hellen Lichtkegel heraustreten, dessen Beschaffenheit an einem glänzenden Ringe zu erkennen war, der sich an einer gegenüberstehenden Wand darstellte. Der Winkel, den je zwei in einer Ebene liegenden Strahlen des Kegels einschließen, beträgt beim Arragonit drei Grade.

Diese conische Brechung heißt nach Hamilton die äußere conische Refraction, weil er noch eine innere conische Refraction aus der Theorie abgeleitet hat.

Die Ebene, welche beide Wellentheile berührt und die daher

auf einer der optischen Axe senkrecht steht, berührt die Wellenoberfläche nicht nur in den Puncten Q und T, sondern in unendlich vielen Puncten die einen Berührungskreis bilden; daher gehören zu der ebenen Welle RS nicht allein die Strahlen OQ und OT sondern unzählig viele, die zusammen die Oberfläche eines Kegels bilden, dessen Basis der Berührungskreis ist, und wovon der eine Strahl OT den Krystall in der Richtung der optischen Axe durchläuft.

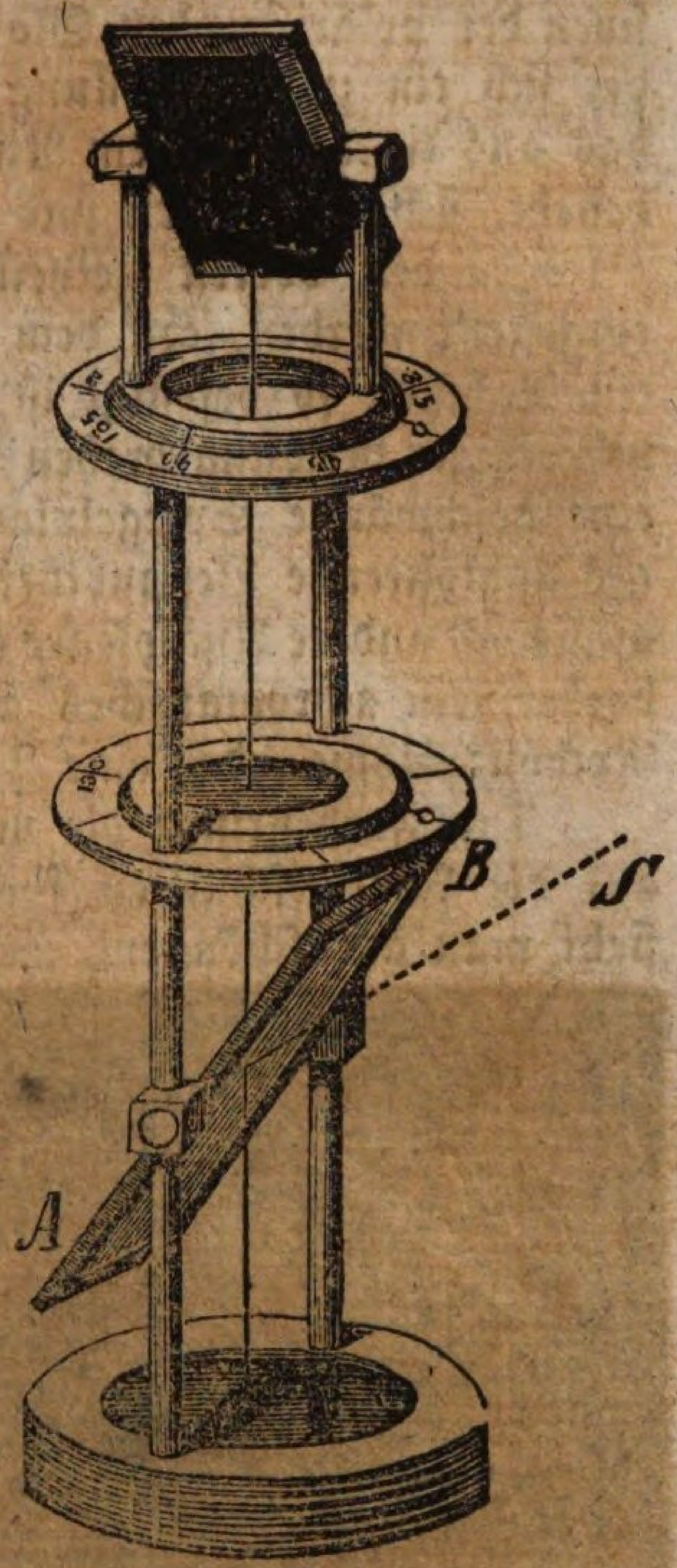
Diese Strahlen, da sie mit derselben Geschwindigkeit im Krystall sich fortpflanzen, treten sämmtlich in der nämlichen Richtung heraus, und bilden einen S t r a h l e n c y l i n d e r.



Ist MN PQ Fig. 26 eine Arragonitplatte, deren Flächen MN und PQ auf einer optischen Axe senkrecht stehen, und läßt man einen Lichtstahl SO so auffallen, daß er nach der Brechung in der Richtung der einen Axe durchgeht, so wird er bei seinem Eintritte in einen Strahlenkegel getheilt, dessen Spitze einen Winkel von 1° 55′ bildet, und dessen Strahlen in Richtungen hinaustreten, die zu SO parallel sind. — Lloyd hat auch diese innere conische Brechung durch Versuche bestättigt. —

§. 25.

Nörrembergs Polarisationsapparat.

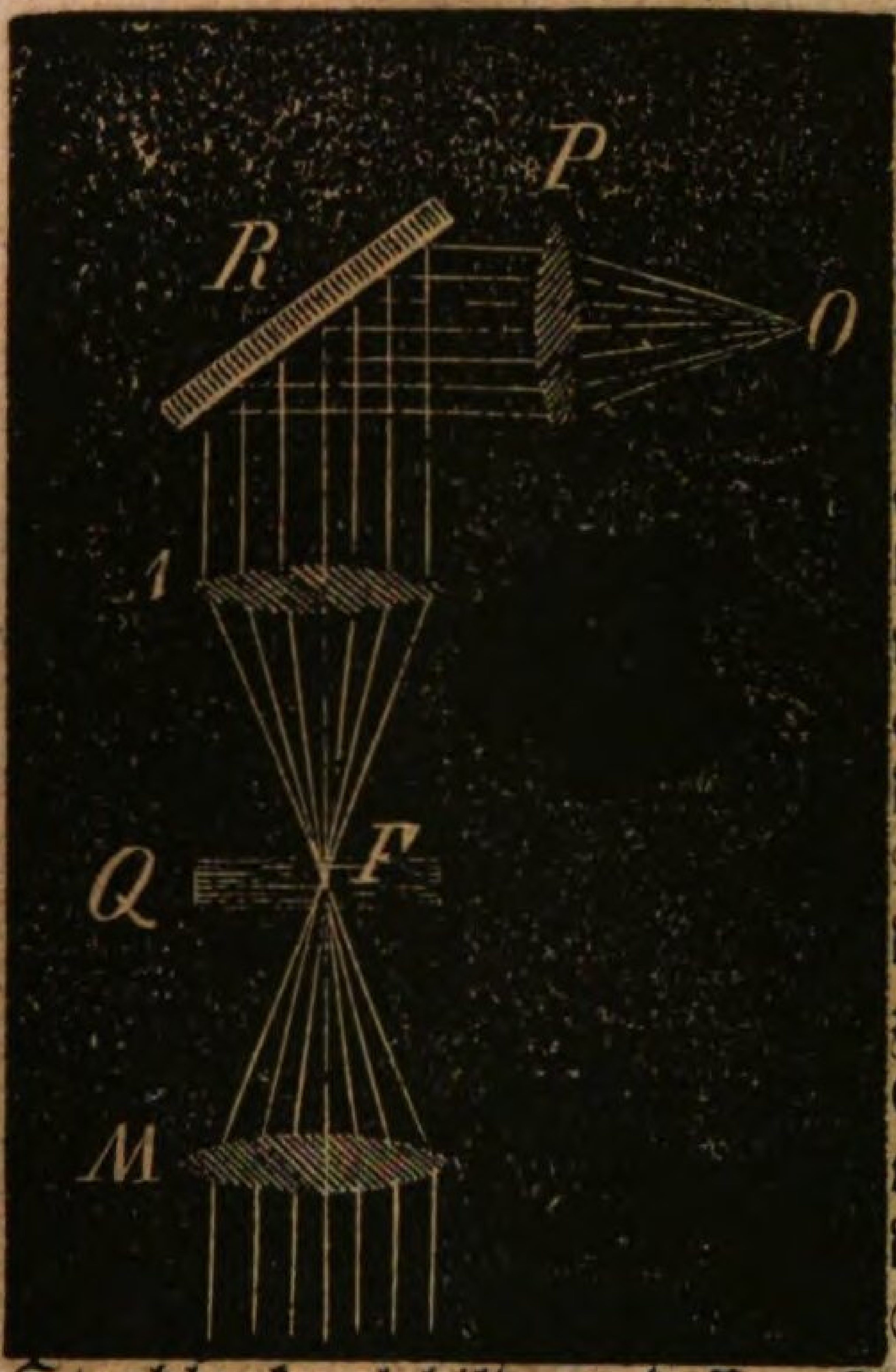


Ein fast zu allen Versuchen über Polarisation des Lichtes vorzüglich geeigneter Apparat wurde von Nörremberg construirt und ist in der Fig. 27 abgebildet. Auf einem runden Fußgestelle, dem zur Erzielung einer größeren Stabilität ein größeres Gewicht gegeben wird, stehen einander gegenüber zwei runde Stäbe, zwischen denen sich ein Rämchen auf- und abschieben und mittelst Klemschrauben befestigen läßt; dieses Rämchen trägt eine Platte von geschliffenem Glase und ist vermittelst zweier Zapfen um eine horizontale Axe drehbar, so, daß man ihm jede beliebige Neigung gegen den Horizont geben kann. Die im Rämchen eingesetzte Glasplatte ist der polarisirende Theil des Apparats (der Polariseur); die Lichtstrahlen die unter dem Winkel von 35° 25′ die Glasplatte treffen, werden nämlich polarisirt, und vertical abwärts reflectirt, wo sie einen am Fußgestelle befestigten, horizontal liegenden gewöhnlichen Planspiegel treffen, der sie ohne Aenderung ihres Polarisationszustandes vertical aufwärts zurückwirft; sie gehen nun durch die polarisirende Glasplatte durch und gelangen zum oberen Theile des Apparates, wo sich eine der Vorrichtungen befindet, die man anwendet, um die bereits durch einen Körper geleiteten und dabei in ihrer Beschaffenheit veränderten Lichtstrahlen in zwei Gruppen zu zerlegen; man nennt eine solche Vorrichtung den analysirenden Bestandtheil (den Analyseur) des Polarisationsapparates. Die oberen Enden der Stäbe tragen einen mit einer Kreiseintheilung versehenen Ring, in den der Analyseur eingesetzt wird; der Nullpunct der Theilung liegt in der Verticalebene, die durch einen

Durchmesser geht und mit der Reflexionsebene des polarisirten Strahls, also mit dessen Polarisationsebene zusammenfällt. Zwischen der polarisirenden Glasplatte und dem oberen Ringe befindet sich ein zur Aufstellung eines Körpers dienendes Tischchen, das aus einem in einem Ringe eingesetzten, nicht zu dickem Glase besteht, sich verschieben und in beliebiger Höhe festschrauben läßt.

In den oberen getheilten Ring kann ein anderer drehbar eingestellt werden, auf dem zwei Säulchen stehen, zwischen denen ein Rahmen so befestigt ist, daß er sich um eine horizontale Axe mit einiger Reibung drehen läßt; in diesem Rahmen ist entweder eine geschwärzte Spiegelplatte oder eine Glassäule eingesetzt, die als analysirende Bestandtheile dienen. Man kann in diesen Ring auch noch andere Analyseurs einsetzen, wie einen Doppelspathrhomboeder, ein achromatisches Doppelspathprisma, ein Nicols- oder Rochonsprisma oder eine Turmalinplatte.

Die Farbenringe die man an Krystallplatten, die senkrecht auf die Axe geschnitten sind, im polarisirten Lichte beobachtet, sieht man am schönsten, wenn man ein von Airy angegebenes Linsensystem Fig. 28 mit dem Polarisationsapparate verbindet. Eine Sammellinse M befindet sich unter der am Tischchen ruhenden Krystallplatte, sie ist in einem Ringe eingesetzt, der von einem Stäbchen, das an einer an der Säule verschiebbaren Hülse befestigt ist, getragen wird; eine zweite in derselben Art angebrachte Sammellinse wird über der Krystallplatte Q angebracht. Die Axen beider Linsen müssen mit der optischen Axe der Krystallplatte zusammenfallen. Die Krystallplatte Q steht in der Brennweite der unteren Linse M, weshalb die auf diese Linse auffallenden parallelen Strahlen einen convergirenden Strahlenkegel bilden, dessen Spitze F in die Krystallplatte fällt; da M nur die verticalen Strahlen in F vereinigt, so bewirkt sie, daß nur die vollständig polarisirten Strahlen an der Krystallplatte concentrirt werden; die äußersten Strahlen des Strahlenkegels, die am schiefsten durch den Krystall durchgehen, bilden die äußer-



sten, die übrigen, die mittleren Farbenringe. Der Abstand der zweiten Linse N von F ist abermals gleich der Brennweite dieser Linse; sie bewirkt daher, daß alle Strahlen wieder parallel unter einander austreten und so oben auf eine schwarze Glasplatte auffallen, welche sie vollständig zerlegt und gegen eine dritte Sammellinse P reflectirt, durch die sie im Brennpuncte O derselben vereinigt werden. In O muß sich das Auge befinden. Den Winkel, den die einzelnen Strahlen des in das Auge tretenden Strahlenkegels mit der Axe desselben einschließen, ist bei gehöriger Brennweite der Linse kleiner als der Winkel, den dieselben Strahlen beim Austritte aus der Krystallplatte mit der Axe bilden; weshalb das Ringsystem verkleinert aber sehr lebhaft erscheint. Die Verkleinerung hängt von der Brennweite der Linse P ab; man hat daher beim Apparate mehrere Oculare von verschiedener Brennweite

Legt man die Krystallplatte auf den am Fußgestelle befindlichen Spiegel, stellt die Linse M so auf, daß ihr Abstand vom Spiegel gleich ist ihrer Brennweite, und sieht vermittelst eines der angegebenen Analyseur's auf die Krystallplatte, so beobachtet man auch Farbenringe, aber solche, welche der doppelten Dicke der Platte entsprechen.

Eine eigenthümliche Erscheinung sind die Ayr i'schen Spiralen, die man wahrnimmt, wenn man zwei gleich dicke, senkrecht auf die Axe geschnittene Quarzplatten, wovon die eine rechts und die andere links dreht, übereinander legt und zwischen zwei Turmalinplatten bringt, deren Axen sich kreuzen, es entsteht eine Combination von kreisrunden Ringen mit vier von der Mitte ausgehenden Spiralen. — Man kann aber dieselbe Erscheinung mit einer einzigen Quarzplatte herborbringen, wenn man sie auf den Spiegel des Fußgestells beim Nörrembergischen Polarisationsapparate legt und darüber eine Sammellinse in der Entfernung ihrer Brennweite befestigt; die Lichtstrahlen gehen durch die Krystallplatte zweimal durch, und indem sie nach der Reflexion vom Spiegel zum zweiten Male durch die Platte gehen, erleiden sie dieselbe Modification, als wenn sie eine Platte von entgegengesetzter Drehungsrichtung durchlaufen würden.

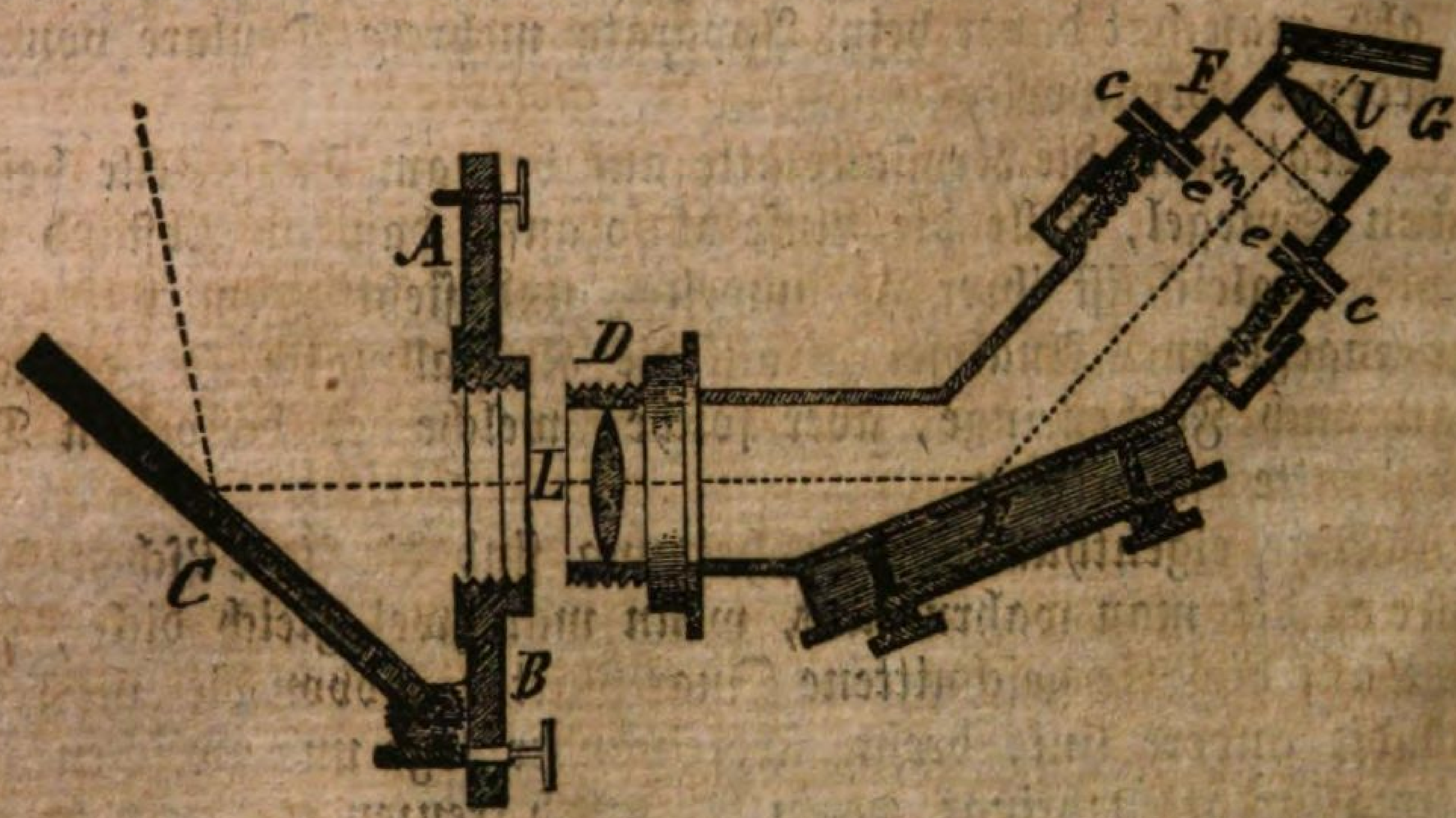
Der Nörremberger'sche Polarisationsapparat ist auch zur Beobachtung der circulären Polarisation in Flüssigkeiten verwendbar; man braucht nur die polarisirende Glasplatte und das Tischchen so tief als möglich herabzulassen und die mit einer ebenen Glasplatte unten verschloßene und dann mit der Flüßigkeit

gefüllte Röhre auf das Tischchen zu stellen; die Röhre muß so lang sein, daß sie bis an den Zerlegungsspiegel reicht. Damit die Farbenerscheinung lebhaft werde, muß das fremdartige Licht abgehalten, daher die Glasröhre mit schwarzem Tuch belegt werden. Zur Messung der Höhe der Flüssigkeit dient eine Graduirung der Röhre.

§. 26.

Watkins Apparat zur objektiven Darstellung der Polarisationserscheinungen.

Um die Polarisationserscheinungen auf eine Wand zu projiciren, so daß sie zugleich von mehreren Personen beobachtet werden können, hat **Watkins** die in der Fig. 29 abgebildete



Einrichtung erdacht. Am Fensterladen eines verfinsterten Zimmers wird ein Heliostat AB mit seinem Spiegel C befestigt, und an ihn ein Winkelrohr, **Polariscop** genannt, angeschraubt, dessen Eck abgenommen ist, und an dessen Stelle ein Bündel von dünnen übereinander liegenden Glasplatten so eingesetzt, daß es mit den Axen der beiden Theile des Winkelrohrs einen Winkel bildet, der dem Polarisationswinkel für Glas gleich ist. Dieses Glasbündel polarisirt durch Reflexion die durch die Sammellinse L convergirend gemachten Lichtstrahlen, die nun auf ein bei cc befindliches Krystallblättchen auffallen, das von der Sammellinse um ihre Brennweite entfernt ist. Eine zweite Sammellinse l ist um etwas mehr als um ihre Brennweite von cc entfernt; über ihr ist ein zweites auf einer im Rohr eingesetzten Hülse befestigtes Glasbündel G angebracht, das sich

um die Axe des Rohrs drehen läßt, um die Polarisationserscheinungen sowohl im reflektirten als im durchgelassenen Lichte auf einer dem Glasbündel gegenüberstehenden Wand von Strohpapier darzustellen. Man kann aber auch einen andern Analyseur z. B. ein Nicols-Prisma gebrauchen. Anstatt der Linse L wendet man auch zwei stark convexe Sammellinsen an, welche in dem bei cc befindlichen Krystallplättchen die Strahlen eines im Knallgase glühenden Knallcylinders vereinigen. Das Kalklicht, das in einem vor dem Rohre befindlichen Kasten erzeugt wird, vertritt die Stelle des Sonnenlichtes, wie beim Gasmikroscop.

Bei einer anderen Einrichtung des Projektionsapparats wird anstatt des Winkelrohrs ein gerades Rohr an den Heliostat angesetzt, und an seinem Ende in der Brennweite der Sammellinse L werden zwei Turmalinplättchen mit einer dazwischen liegenden Krystallplatte angebracht; die convergirend auffallenden Strahlen werden im ersten Plättchen polarisirt, und nach ihrem Durchgange durch den Krystall im zweiten Plättchen analysirt, worauf sie mit einem Schirme aufgefangen werden. — Man kann als Polariseur eine schwarze Glasplatte gebrauchen und diese an die Stelle des Heliostatsspiegels C setzen; will man dann die Polarisationserscheinungen z. B. gekühlter Gläser, Gypsblättchen u. dgl. auf einen Schirm projiciren, so bringt man diese Objekte vor die Linse L und gebraucht als Analyseur ein Nicol'sches Prisma oder eine Glassäule.



Soleil construirte einen Apparat zur Beobachtung der Farbenringe, der sich auch zur objektiven Darstellung derselben aber auch zu Messungen eignet. A ist ein schwarzer Spiegel als Polariseur, die Krystallplatte M befindet sich im gemeinschaftlichen Brennpunkte der Linsen B und C, die um die Summe ihrer Brennweiten von einander entfernt sind; durch die Linse D werden die von C in parallelen Richtungen austretenden Strahlen convergirend. Als Lichtzerleger wirkt eine Turmalinplatte T. Der Krystall M läßt sich um eine horizontale Axe drehen und die Größe der Drehung an einem verticalen getheilten Kreise messen. Zwischen den Linsen C und D kann ein Mikrometer eingesetzt werden, mit Hülfe dessen sich genaue

Messungen vornehmen lassen. Dieser Apparat kann z. B. angewendet werden, um den Winkel, den bei zweiarigen Krystallen die optischen Axen einschließen, zu bestimmen; man befestigt zu diesem Behufe die Krystallplatte so, daß die Ebene der beiden Axen mit der Verticalebene zusammenfällt, in welcher sich die Platte drehen läßt. Hierauf stellt man die Platte so, daß der Mittelpunkt des einen Ringsystems in dem im Brennpunkte der Linse D befindlichen Fadenkreuze erscheint, und dreht sie dann so lange, bis der Mittelpunkt des zweiten Ringsystems im Fadenkreuze zu sehen ist; die Größe der Drehung gibt den Winkel, den die optischen Axen mit einander bilden.

Anstatt des Sonnenlichtes kann man auch das Licht einer Argand'schen Lampe anwenden; in diesem Falle gebraucht man zur Polarisation des Lichtes ein Bündel von dünnen übereinanderliegenden Glasplatten, das man vor das Fernrohr so aufstellt, daß die Lichtstrahlen unter dem Polarisationswinkel auf die Glasplatten auffallen und beim Durchgange polarisirt werden. Das Linsensystem ist dasselbe wie bei dem vorigen Apparate; als Analyseur wird aber ein zweites Glasbündel gebraucht, wie bei dem Projectionsapparate von Watkins.

§. 27.

Benützung des polarisirten Lichtes.

Arago machte auf den Vortheil aufmerksam, welchen ein Turmalinplättchen oder ein Nicol'sches Prisma den Schiffern und Tauchern leisten kann. Bekanntlich ist das von der Oberfläche des Wassers reflectirte Tageslicht viel intensiver als das aus der Tiefe kommende, weshalb der Eindruck des letztern gegen den des ersteren verschwindet. Sieht man aber auf die Oberfläche des Wassers in einer solchen Richtung, daß die unter dem Neigungswinkel von nahe 37° reflectirten Strahlen ins Auge gelangen, so sind diese Strahlen in der Reflexionsebene polarisirt und werden im Turmalinplättchen bei gehöriger Stellung desselben absorbirt, und im Nicol'schen Prisma durch totale Reflexion nach der Seite hin abgelenkt; daher empfängt das Auge, vor dem ein Turmalinplättchen oder ein Nicol'sches Prisma in gehöriger Lage gehalten wird, vom Wasser kein reflectirtes Licht, sondern nur das aus der Tiefe kommende, und es wird möglich die unter dem Wasser befindlichen Gegenstände deutlich zu sehen.

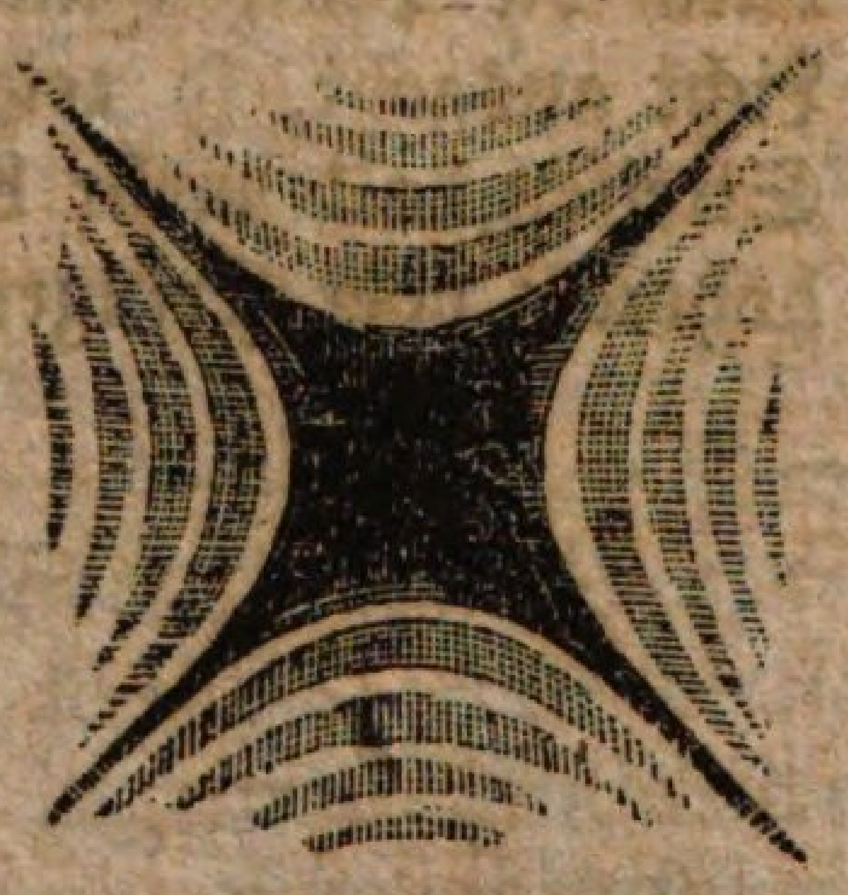
Brewster hat gefunden, daß das polarisirte Licht sich

vorzüglich eignet, solche Gegenstände unter dem Mikroscope deutlich zu sehen, welche das Licht doppelt brechen, in welchem Falle sich nicht nur die meisten Krystalle sondern auch beinahe alle Thier- und Pflanzenfasern befinden. — Brewster machte auch die Entdeckung, daß ein senkrecht gegen die Axe eines optisch einaxigen Krystalls ausgeübter Druck, diesen in einen zweiaxigen Krystall verwandelt, so daß man zwischen zwei Turmalinplatten das concentrische Ringsystem des einaxigen Krystalls in das System mit zwei Polen und den zugehörigen dunklen Büscheln übergehen sieht. — Daraus haben Soleil und Moigno ein neues Kennzeichen der Unterscheidung optisch positiver und negativer Krystalle abgeleitet; sie fanden daß bei positiven Krystallen wie z. B. beim Bergkrystall das System in der Richtung des Druckes auseinander ging, dagegen bei negativen Krystallen z. B. beim Turmalin, bei Beryll die Trennung in einer zur Richtung des Druckes senkrechten Ebene Statt findet.

§. 28.

Polarisationserscheinungen in Krystallplatten, die parallel mit der optischen Axe oder so geschliffen sind, daß deren Oberflächen mit der Axe einen Winkel von 45° einschließen.

Schneidet man einen Bergkrystall parallel zu seinen natürlichen Flächen, so erhält man Platten parallel zur Axe geschnitten; macht man sie 2 bis 4 Linien dick, so erscheinen sie im Polarisationsapparate nicht mehr farbig, wie sich dieß aus der Entstehungsweise der Farben leicht erklären läßt, sondern, falls sie in ihrer Ebene gedreht werden, abwechselnd hell und dunkel. Legt man eine so dicke Bergkrystallplatte zwischen zwei Turmalinplatten so, daß sie am lebhaftesten gefärbt erscheinen müßte, wenn sie dünn wäre, und sieht man hierauf durch die Platten nach einer homogenen Lichtquelle, so erblickt man ein System von hellen und dunklen hyperbolisch gekrümmten Streifen, (wie die Fig. 31 zeigt), die daher kommen, daß von den beiden Strahlen die von irgend einer Stelle der Platte zum Auge kommen, der eine bald mehr bald weniger vorausgeeilt ist, je



nachdem die Strahlen einen längeren oder kürzeren Weg durch die Krystallplatte gemacht haben. Die krummen Streifen rücken

desto mehr auseinander, je dünner die Platte wird; bei sehr dünnen Platten sind sie so groß, daß man sie nicht mehr übersehen kann, und nur den mittleren gleichförmig gefärbten Theil sieht. — Dreht man eine Turmalinplatte um 90°, so werden die dunklen Theile hell, und die hellen dunkel.

Dieselbe Erscheinung biethet eine dicke Gypsplatte so wie eine genau parallel zur Axe geschliffene Kalkspathplatte dar.

Schließen die Oberflächen einer Quarzplatte mit der optischen Axe einen Winkel von 45° ein, so erblickt man, wenn man sie zwischen zwei Turmalinplatten bringt und auf ein homogenes Licht sieht, eine Reihe von abwechselnd dunklen und hellen fast ganz geraden Streifen.

Wenn man zwischen die Turmalinplatten zwei gleich dicke Quarz- oder zwei Gypsplatten, welche in homogenem Lichte die hyperbolischen Streifen darbieten, gekreuzt legt, so sieht man diese Streifen auch im weißen Tageslichte, aber farbig, und die Farben folgen nach der Newton'schen Skala. Da in diesem Falle die Farbe von der Differenz der in der einen und der anderen Platte durchlaufenen Wege abhängt, so muß offenbar die Mitte schwarz erscheinen. — Sind zwei Quarzplatten in einem Winkel von 45° mit der Axe geschnitten und von gleicher Dicke, so zeigen sie, gekreuzt zwischen zwei Turmalinplatten gelegt, farbige Streifen, die von der Mitte, die schwarz ist, nach beiden Seiten hin auch nach der Newton'schen Skala auf einander folgen.

Zwei unter 45° gegen die Axe geschnittene Quarzplatten gekreuzt über einander gelegt und mit einen Turmalinplättchen vereinigt, dessen Axe den Winkel der ersteren halbirt, bilden einen zuerst von Savart construirten, als Polariscop dienenden Apparat, indem man damit die geringsten Spuren von Polarisation der einfallenden Strahlen erkennen kann; denn, sieht man durch die Platten nach einer Lichtquelle hin, von der polarisirtes Licht ausgeht, so zeigen sich alsogleich die farbigen gradlinigen Streifen bald mehr bald weniger hell, je nachdem das Licht in höherem oder geringerem Grade polarisirt ist.

§. 29.

Dichroscopische Loupe vom Hrn. Regierungsrathe W. Heidinger.

Sie besteht aus einem länglichten Stücke von Doppelspath von natürlicher Form Fig. 32, an dessen beiden Endflächen zur Compensirung ihrer Neigung Glasprismen mit einem brechenden Winkel von 18 Graden angekittet sind, und das in ein kleines Rohr gefaßt ist, bei dem an einem Ende eine quadratische, am andern Ende eine runde Oeffnung sich vorfindet; vor der letzteren ist eine aplanatische Loupe angebracht, mit der man durch die Prismen und den Kalkspath die andere deutlich aber doppelt sieht. Die Größe der viereckigen Oeffnung und die Länge des Kalkspaths stehen in einer solchen Beziehung, daß sich die beiden viereckigen Bilder der Oeffnung am Rande berühren, daher kann man falls sie verschiedene Farben haben, diese leicht mit einander vergleichen. Ist das einfallende Licht polarisirt, so verschwindet das eine Bild bei einer gewissen Drehung der dichroscopischen Loupe um ihre Axe. Dieses Instrument gehört in die Klasse der Analyseur's.



W. Haidinger machte die merkwürdige Entdeckung, daß sich das polarisirte Licht durch zwei eigenthümliche blaßgelbe Büschel oder Flecken charakterisirt, die das Auge unmittelbar erkennen kann und zwar am leichtesten, wenn man eine mäßig erleuchtete Wolke durch ein Nicol'sches Prisma betrachtet, und dieses rasch rechts und links dreht; die Drehung oer Polarisationsebene bringt auch die gelben Büschel in Bewegung und dieß macht, daß man auf sie aufmerksam wird und sie allmälig recht deutlich sichtbar werden, jedoch nicht jedem Auge im gleichen Grade. Hat man einmal diese Büschel erfaßt, so nimmt man bei aufmerksamer Betrachtung auch noch zwei andere wahr, die auf den ersteren senkrecht stehen, und deren Farbe complementär, nämlich blauviolett ist. — Man bemerkt diese Farbenbüschel auch deutlich in den beiden Bildern einer dichroscopischen Loupe; hat der Hauptschnitt des Krystalls eine verticale Lage, so hat das blaßgelbe Büschel im ordentlichen Bilde die verticale Stellung)(, dagegen das im außerordentlichen eine horizontale wie ⌣⌢; woraus sich ergibt, daß die Axe dieser Büschel die Stellung der Polarisationsebene anzeigt.

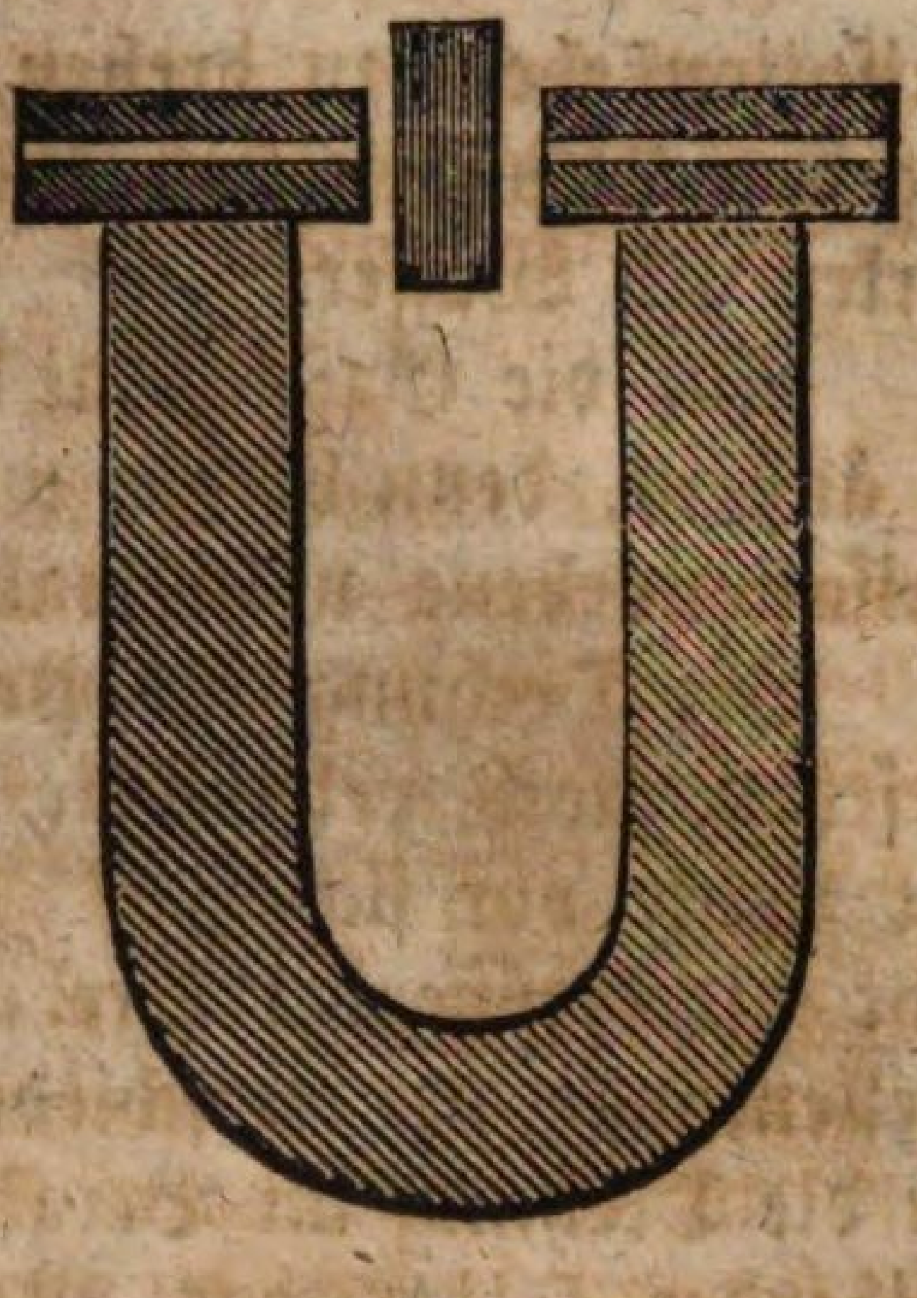
Silbermann erklärte die Haidinger'schen Büschel, indem er zeigte, daß sowohl die durchsichtige Hornhaut als auch die Krystallinse das Licht doppelt brechen, und die strahligfaserige Structur der Krystalllinse, wobei die Fasern von der Axe aus nach allen Richtungen radial auseinander laufen einen Analyseur darbietet. In der Mitte läßt die Linse einen neutralen Raum, wo das Licht nicht polarisirt wird, und daher farblos bleibt; die Axe der gelben Büschel steht parallel zur Polarisationsebene des vor dem Auge befindlichen Nicol'schen Prismas; senkrecht darauf die der violetten Büschel. — Die faserige Structur der Glasfeuchtigkeit soll auf ähnliche Weise wirken. — Jamin und Moigno erklären die farbigen Büschel auf eine andere Art: Wenn polarisirtes Licht auf eine Glassäule auffällt, so ist die Intensität der gebrochenen Strahlen nach dem Polarisationsazimut sehr verschieden, am größten, wenn die Einfallsebene auf der Polarisationsebene senkrecht steht, am kleinsten, wenn sie zusammfallen. Ein Linsensystem convexer und concaver Linsen, die eine gemeinschaftliche Axe haben, biethet dem längs der Axe durchgehenden polarisirten Lichtbündel alle möglichen Azimute der Brechungsebene dar; man wird zwei dunkle Büschel in der Polarisationsebene, und zwei helle senkrecht darauf haben; und da die Intensitäten der verschiedenfarbigen Strahlen wegen ihrer verschiedenen Brechbarkeit ungleich sind, so müssen die Büschel gefärbt erscheinen. Eben so können die Haidinger'schen Büschel durch das Linsensystem des Auges erzeugt werden.

Haidinger hat beobachtet, daß wenn man aus Krystallen die mit dem Dichroismus begabt sind, Kugeln schleift, sie nebst den Hauptfarben in der Richtung der Axen, in andern Richtungen alle dazwischen liegenden Farben darbieten. Haidinger hat für diese Erscheinung, die im polarisirten Lichte lebhafter hervortritt, das Wort Pleochroismus in Vorschlag gebracht.

§. 30.

Einfluß des Magnetismus und des electrischen Stroms auf das polarisirte Licht.

In der neuesten Zeit machte Faraday die merkwürdige Entdeckung, daß das optische Verhalten vieler Körper durch den Einfluß eines Magnetes oder eines electrischen Stroms modificirt wird. Um dieß zu beweisen legt man auf die Polenden eines kräftigen hufeisenförmigen Electromagnets zwei gleiche Halban-



ker A und B Fig. 33 von weichem Eisen, die der Länge nach durchbohrt sind, und stellt sie so, daß die Bohrung des einen, die Verlängerung der Bohrung des andern wird. Man schiebt die beiden Halbanker so weit von einander, daß man einen durchsichtigen Körper dazwischen stellen kann. Leitet man durch die Bohrungen und den durchsichtigen Körper polarisirtes Licht und erzeugt einen hinreichend starken electrischen Strom, der die Wirksamkeit des Electromagnets und damit den Magnetismus in den beiden Halbankern hervorruft, so beobachtet man in manchen Fällen eine Drehung der Polarisationsebene und zwar nach der nämlichen Richtung, nach welcher, der Hypothese von A m p è r gemäß, die electrischen Ströme das magnetische Eisen umkreisen. Geht das Licht durch eine in einer Glasröhre befindliche Flüßigkeit, die selbst die Polarisationsebene rechts oder links zu drehen, also das Licht circulär zu polarisiren vermag, und ist die Glasröhre mit ebenen Glasplatten verschloßen, so wird die Größe der Drehung der Polarisationsebene durch die Einwirkung des Magnets vergrößert oder vermindert, je nachdem die Drehung, die der Magnet selbst bewirkt, in derselben oder in der entgegengesetzten Richtung geschieht, wie die durch die circuläre Polarisation der Flüßigkeit erzeugte.

Das stärkste Drehungsvermögen zeigt das Kieselborsaure Bleioxyd, (welches F a r a d a y kurzweg schweres Glas nennt), und das borsaure Bleioxyd; eine schwächere Drehung zeigt sich bei Flintglas, eine noch schwächere bei Steinsalz, Feldspath, Alaun. An doppelt brechenden, senkrecht auf die Axe geschliffenen Krystallen bemerkte F a r a d a y keine, B e c q u e r e l aber ein sehr schwache Drehung der Polarisationsebene. — Man gibt bei diesen Versuchen den festen Körpern die Form von Parallelopipeden, bei denen die Ein- und Austrittsflächen für das durchgehende Licht genau zu einander parallel und polirt sein müssen. Flüssigkeiten bringt man in Glas oder in messingenen Röhren, die mit ebenen Glasplatten verschloßen sind, zwischen die beiden Halbanker.

Die Versuche lehren, daß alle Arten von Flüßigkeiten durch den Einfluß des Magnetismus das Vermögen erlangen die Po-

larisationsebene zu drehen, Alcohol und Aether drehen schwächer, dagegen Lösungen von Chlorzink, Chlorcalcium und Chlornatrium stärker als Wasser.

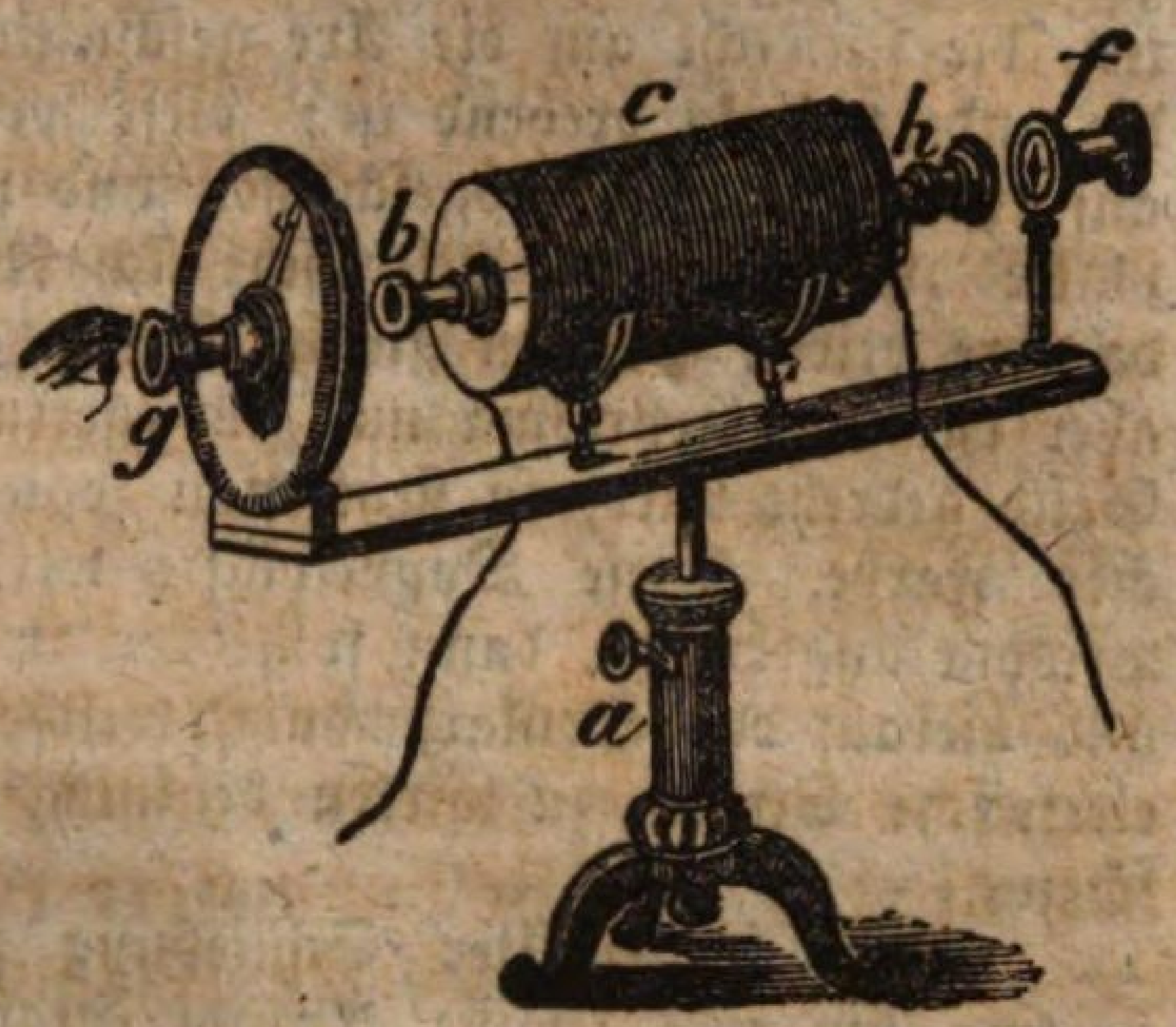
Auf die Gase scheint der Magnetismus diesen Einfluß nicht zu äußern, denn bisher wurde bei Gasen die Drehung der Polarisationsebene nicht wahrgenommen.

Die Drehung der Polarisationsebene erfolgt nach denselben Gesetzen, nach welchen sie bei dem durch einen Bergkrystall gehenden Lichte vor sich geht. Nach den Versuchen von Becquerel steht die Größe der Drehung im umgekehrten Verhältniße zu der Wellenlänge der verschiedenfarbigen Strahlen, so wie es Biot für die Drehung im Bergkrystall nachgewiesen hat. — Bei gleich bleibender Stärke des Magnetismus und derselben Entfernung der Halbanker von einander, nimmt die Größe der Drehung mit der Dicke des durchsichtigen Körpers zu. Da jedoch die Halbanker einen desto schwächeren Magnetismus äußern, je weiter sie von einander entfernt werden, so erscheint bei größerer Dicke des zwischen ihnen stehenden durchsichtigen Körpers ihr Einfluß in dem Maße schwächer, in welchem die Dicke den Abstand der beiden Anker von einander vermehrt. Eine Platte von einer Linie Dicke, der die Anker an beiden Seiten fast bis zur Berührung genähert wurden, gab fast eine eben so große Drehung wie unter gleichen Umständen eine Platte von 10 Linien. — Die Drehung nimmt mit der Intensität des electrischen Stromes zu, und erfolgt in der entgegengesetzten Richtung, sobald die Richtung des Stromes umgekehrt wird. — Leitet man den Versuch so ein, daß der polarisirte Lichtstrahl in einer auf der Verbindungslinie beider Pole senkrechten Richtung geht, so findet keine Drehung der Polarisationsebene Statt.

Die Versuche werden auf die Art angestellt, daß man an jedes Ende des Kanals, den die beiden Bohrungen bilden, ein Nicol'sches Prisma befestigt, in der Richtung dieser Prismen eine argandische Lampe so aufstellt, daß man sie durch die Prismen und den durchsichtigen Körper sehen kann, und hierauf das Ocular-Prisma um seine Axe solange dreht, bis das Licht verschwindet. Nach dieser Einstellung schließt man die electrische Kette und nun wird es in Folge der stattgehabten Drehung der Polarisationsebene im Gesichtsfelde wieder hell; das Licht gewinnt jedoch seine größte Lebhaftigkeit nicht augenblicklich, sondern erst nach einiger Zeit, weil zur vollen Entwickelung des Magnetismus im Eisen eine gewisse Zeit erforderlich ist. —

Dreht man dann das Ocularprisma in der Richtung, in welcher die Polarisationsebene durch den Einfluß des Magnetismus gedreht wurde, solange bis das Minimum der Lichtstärke eintritt, so gibt der Drehungswinkel die Größe der bewirkten Drehung der Polarisationsebene.

Die Fig. 34 zeigt einen anderen von Böttger construirten sehr zweckmäßigen Apparat; c ist ein hohler Cylinder von Eisenblech, der 5½ Zoll lang und 1 ½ Zoll weit ist; um diesen Cylinder wird ein mit Seide übersponnener dicker Kupferdraht in 5 Lagen herumgewunden, und in die Mitte seiner Höhlung kommt eine mit ebenen Glasplatten geschlossene Röhre von 6 bis 8 Zoll Länge und 2 bis 3 Linien Weite, welche die zu untersuchende Flüssigkeit enthält.



An beiden Seiten der Höhlung sind Nicol'sche Prismen f und g aufgestellt; das Ocularprisma g läßt sich im Mittelpunkte einer feststehenden Scheibe um seine Axe drehen, und ist mit einem Zeiger versehen, der an einem getheilten Kreise die Größe der geschehenen Drehung der Polarisationsebene angibt. Man sieht durch die beiden Prismen nach der Flamme einer Argandischen Lampe. Eine Grove'sche Batterie von 6 Elementen gibt einen zu diesen Versuchen hinreichend starken Strom. Die Polarisationsebene erscheint nach derselben Richtung gedreht, nach welcher der positive Strom in dem Kupferdrahte der Rolle circulirt. — Anstatt der Nicol'schen Prismen können auch zwei Turmalinplatten verwendet werden.

Berücksichtigt man, daß die Drehung der Polarisationsebene bei polarisirten Strahlen, die durch eine auf der Axe geschnittene Quarzplatte durchgehen, sich daraus erklären läßt, das die zwei circulär polarisirten Strahlen von entgegengesetzter Drehung, in welche ein geradling polarisirter Strahl zerlegt werden kann, mit ungleicher Geschwindigkeit durch die Quarzplatte durchgelassen werden; so wird man zu der Annahme genöthigt, daß durch den Einfluß des Electromagnets oder des kreisrunden electrischen Stroms den durchsichtigen Körpern die Eigenschaft ertheilt werde, denjenigen circulärpolarisirten Strahl,

dessen Lichttheilchen in demselben Sinne wie der electrische Strom sich drehen, leichter durchzulassen.

Um eine ganz geringe Drehung der Polarisationsebene bemerkbar zu machen, gebraucht man nach Soleil zwei gleich dicke Quarzplatten, die senkrecht auf die Axe geschnitten sind, und wovon die eine rechts die andere links drehend ist; diese werden neben einander gekittet, hierauf erst vollständig abgeschliffen und polirt. Bringt man diese Doppelplatte zwischen zwei Nicol'sche sich kreuzende Prismen, so erscheint sie, da ihre beiden Hälften gleiche Dicke haben, gleichförmig gefärbt; sobald aber das Ocularprisma nur im geringsten nach einer oder der andern Seite gedreht wird, so sieht man sogleich die beiden Hälften von ungleicher Farbe. Diese Doppelplatte wird dicht hinter das polarisirende Prisma angebracht, dann folgt der zu untersuchende durchsichtige Körper und hierauf das Ocularprisma, welches man so aufstellt, daß, bevor der electrische Strom zu wirken beginnt, die Platte ganz gleich gefärbt erscheint.

Nach hergestellter Schließung der Kette muß man das Ocularprisma um eine gewisse Anzahl Grade drehen, um wiedee eine gleiche Färbung herzustellen. —

Die geeignetste Dicke der Quarzplatte ist 3. 75 Millimeter oder 7.5 Millimeter, weil bei der ersten Dicke im ordentlichen, bei der letzteren im außerordentlichen Bilde das Gesichtsfeld der Platte, die man durch den Analyseur ansieht, einen zwischen Roth und Violett liegenden Farbenton annimmt. Dieser Farbeton heißt die Uebergangsfarbe (teinte de passage), oder auch der empfindliche Farbeton (couleur sensible), genannt, dieß wegen seiner Eigenthümlichkeit, schon bei der geringsten Drehung des Ocularprismas oder der Polarisationsebene rasch in Blau oder Roth zu übergehen, so daß die eine Hälfte der Doppelplatte roth, die andere blau zu sehen ist.

Wenn man bei dem Böttger'schen Apparat die Rolle hinwegnimmt und an deren Stelle eine messingene mit ebenen Glasplatten verschlossene und in der Mitte mit einem kleinen Trichter versehene Röhre setzt, die man mit einem zuckerhaltigen Safte füllt, so hat man ein Sacharimeter, der aus der Größe der Drehung der Polarisationsebene, welche das polarisirte Licht beim Durchgange durch die Flüssigkeit erfährt, den Gehalt an Zucker in der Flüssigkeit erkennen läßt, sobald man vorher die Größe der Drehung für den Fall ermittelt hat, wo die Röhre mit Wasser, worin z. B. 10 Gran Zucker aufgelöst wurden, gefüllt ist, und dann berücksichtigt, daß die Größe des Drehungswinkels der Polarisationsebene mit der Menge des gelösten Zuckers im geraden Verhältnisse wächst.

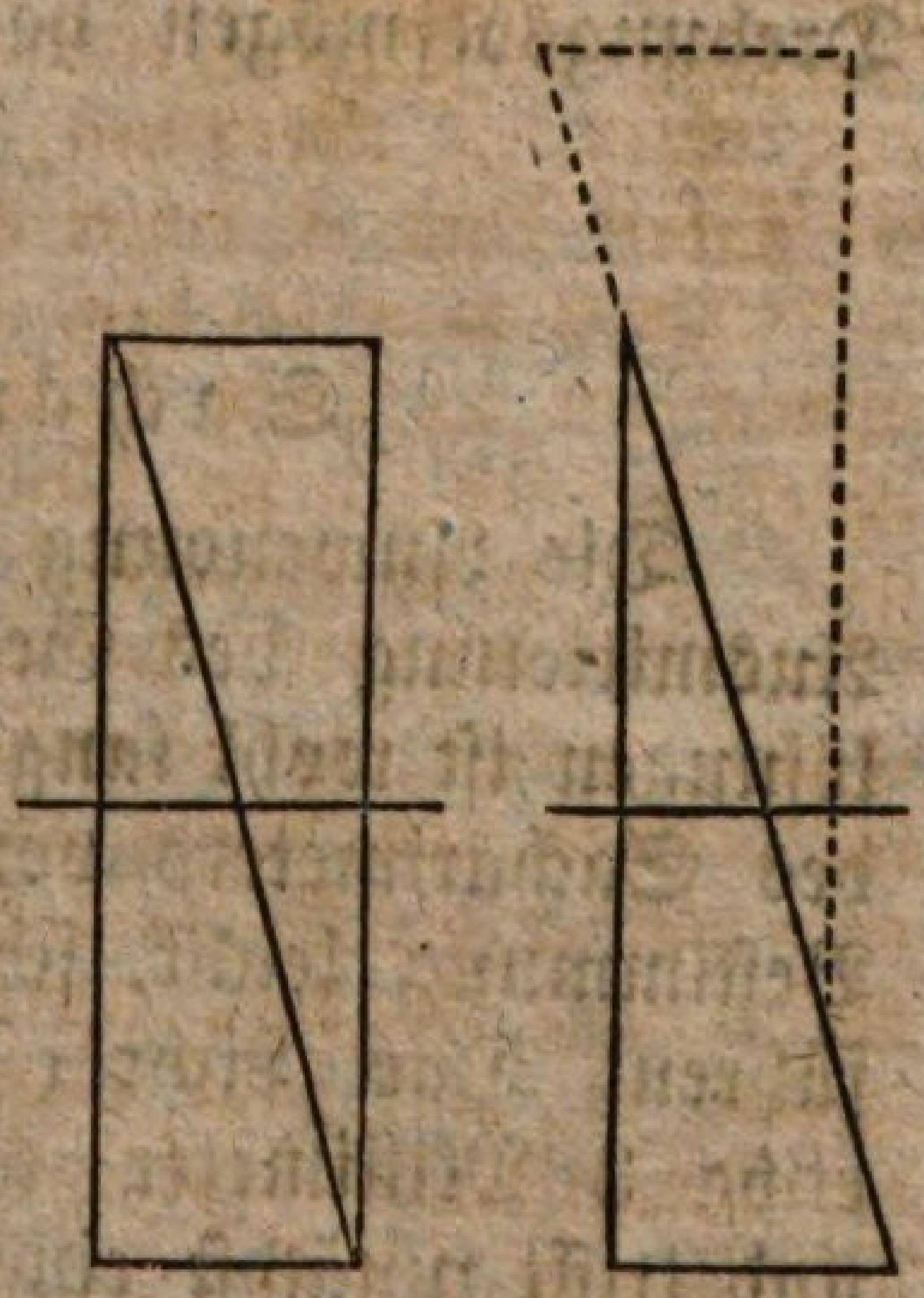
§. 31.

Compensateur von Soleil.

Biot, der die Erscheinungen der Circularpolarisation, mit besonderer Sorgfalt studirte, hat durch Versuche bewiesen,

daß mit Ausnahme der Weinsteinsäure alle organischen Körper, welche mit dem Vermögen, die Polarisationsebene des durchgehenden Lichts zu drehen, begabt sind, die Drehung nach denselben Gesetzen bewirken, wie der Bergkrystall; daher ist es möglich die Drehung, die z. B. eine linksdrehende Säule von Terpentinöl bewirkt, durch eine rechtsdrehende Bergkrystallplatte, von passender Dicke, aufzuheben; man braucht nur die Höhe der Säule soweit zu vergrößern, daß sie sich zu der Dicke der Platte verhält, wie 68.5 : 1. — Man kann das Drehvermögen eines jeden Körpers im Verhältnisse zu dem des Bergkrystalls finden, wenn man seine Dicke mit der Dicke des Bergkrystalls vergleicht, der mit gleicher Stärke in entgegengesetzter Richtung dreht, also die Drehung des Körpers zu compensiren vermag.

Soleil hat einen Apparat construirt, mittelst welchen die Dicke des Bergkrystalls, die zur Compensirung der von einem Körper erzeugten Drehung nothwendig ist, leicht und genau zu bestimmen ist; er besteht aus zwei langen rechtwinkeligen Prismen aus Bergkrystall von gleichem Drehungsvermögen, die vollkommen identisch sind, so daß wenn sie mit den Flächen, die den rechten Winkeln gegenüberliegen, an einander gestellt werden, sie ein rechtwinkeliges Parallelopiped bilden. Fig. 35. Sie sind so eingerichtet, daß sie sich längst diesen Flächen verschieben lassen, wobei die Kathetenflächen stets einander parallel bleiben; sie bilden auf die Art eine Platte, die von parallelen Flächen begrenzt ist, deren Dicke beliebig abgeändert werden kann und die senkrecht auf die optische Axe geschnitten erscheint, indem die Kathetenflächen, durch die der Lichtstrahl durchgeht, auf der optischen Axe senkrecht stehen.



Zur Bestimmung der Größe der Verschiebung ist an einem Prisma ein Maßstab, am andern ein Nonius angebracht, so daß sie bis auf $\frac{1}{100}$ Millimeter genau angegeben werden kann. — Soleil nennt diesen Apparat Compensateur; man bedarf einen für Körper, die rechts drehen und einen zweiten für die linksdrehenden.

Der Compensateur wird gebraucht in Verbindung mit einer Bergkrystallplatte, deren zwei Hälften entgegengesetzt drehen und im polarisirten Lichte den sogenannten empfindlichen Farbenton zwischen Roth und Violett geben. Stellt man zwischen die Doppelplatte und den Analyseur eine Säule von Zuckersyrup von 45.5 Linien Länge, so verschwindet sogleich die Gleichheit der Färbung an den beiden Hälften der Doppelplatte und bei der angenommenen Dicke der Flüssigkeitsschichte wird es durch keine Drehung des Analyseurs möglich die frühere Gleichheit der Färbung hervorzubringen. Läßt man den Analyseur in der anfänglichen Stellung, bei der ohne Flüssigkeit der empfindliche Farbenton zu sehen war, und bringt über der Flüssigkeitssäule einen linksdrehenden Compensateur an, so braucht man nur die beiden Prismen übereinander zu schieben und es wird bei einer gewissen Stellung derselben die Gleichheit der Färbung eintreten; dieß geschieht offenbar dann, wenn die durch die Flüssigkeit bewirkte Drehung durch den Compensateur aufgehoben wird.

Wäre die Schichte des zu untersuchenden Körpers so stark wirksam, daß der Compensateur die Wirkung nicht aufheben könnte, so hebt man zuerst einen großen Theil der Wirkung durch eine Bergkrystallplatte von bekannter Dicke, die dasselbe Drehungsvermögen hat wie der Compensateur.

§. 32.

Sacharimeter von Soleil.

Die Anwendung der Drehung der Polarisationsebene zur Ausmittelung des Gehaltes an krystallisirbaren Zucker in Zuckerlösungen ist wohl lange gekannt, aber erst durch die Erfindung des Sacharimeters von Soleil ist es möglich geworden, die Bestimmung leicht, schnell und mit großer Genauigkeit auszuführen. Das Licht (Tages- aber Lampenlicht) tritt durch eine etwa 3 Millimeter (1.4 L.) weite kreisförmige Oeffnung ein und trifft zunächst einen polarisirendeen Apparat z. B. ein achromatisches Doppelspathprisma, dessen ein Bild außerhalb des Gesichtsfeldes fällt, oder auch eine Säule von über einander liegenden Glasplatten. Das polarisirte Licht gelangt hierauf auf eine kreisförmige Bergkrystallplatte (A) deren zwei Hälften die Polarisationsebene gleich und entgegengesetzt drehen, und die eine Dicke hat, bei welcher sie mittelst eines richtig gestellten

Analyseurs die couleur sensible annimmt; dieser Farbenton ist zur Pointirung ganz vorzüglich geeignet. Weiter ist eine senkrecht zur Axe geschnittene Bergkrystallplatte B und nach ihr ein Compensateur C vom entgegengesetzten Drehungsvermögen aufgestellt, worauf der Lichtstrahl zu dem analysirenden Prisma gelangt, das nur ein Bild sichtbar macht, welches Bild mittelst eines Galiläischen Fernrohrs betrachtet wird. — Die Dicke des Compensateurs, wenn die den rechten Winkeln gegenüberstehenden Flächen sich decken ist gleich der Dicke der Platte B, weshalb sich ihre Wirkungen gegenseitig aufheben, und die Doppelplatte A zeigt dann an beiden Hälften die empfindliche Farbe.

Um nun eine Zuckerhaltige Flüssigkeit rücksichtlich ihrer optischen Wirksamkeit, deren Stärke dem Zuckergehalte proportionirt ist, zu prüfen, wird dieselbe in Röhren von 20 bis 22 Centimeter (von 91 bis 100 Linien) zwischen die Platte B und den Compensateur gestellt, nachdem man alles so gerichtet hat, daß durch den Analyseur an A der empfindliche Farbenton zu sehen ist. In Folge der Drehung der Polarisationsebene, welche die Flüssigkeit bewirkt, verschwindet die Gleichheit der Färbung an der Platte A; nun ändert man die Dicke des Compensateurs, indem man die Prismen mittelst eines Triebwerkes verschiebt, bis die Gleichheit der Färbung wieder hergestellt ist. Tritt dieser Fall ein, so ist die Größe der Drehung, welche die Flüßigkeit und der Compensateur bewirkt, genau so groß, wie die der Krystallplatte B.

Ist die Flüssigkeit, die man untersucht nicht farblos, so wird der empfindliche Farbenton der Platte A modifizirt, und es ist dann nicht mehr möglich den Moment der Gleichheit scharf zu bestimmen; um diesen Farbenton auch bei farbigen Substanzen zur Pointirung zu erhalten, bringt Soleil zwischen die Lichtquelle und den Polarisateur ein Nicol'sches Prisma und hinter ihm in derselben Röhre eine Bergkrystallplatte, welche, da hier das polarisirende Prisma als Analyseur wirkt, einen gewissen Farbenton gibt, der sich mit der Stellung des Nikols ändert; man erzeugt also durch Drehung des Nikols eine Farbe, durch welche die der Flüssigkeit entweder ganz oder doch im hohen Grade compensirt wird. Dieser aus dem Nicol'schen und der Bergkrystallplatte bestehende Apparat heißt der Widerhersteller der empfindlichen Färbung. (Reproducteur des teintes sensibles.) Beim Gebrauch dieses letzten Apparates ist es möglich die Messungen auch bei Lampenlicht mit großer Genauigkeit aus-

zuführen. Wiederholte Versuche haben gelehrt, daß man die Wirkung eines äußerst dünnen Blättchens von Quarz, so wie die einer Flüssigkeit, welche nur einen sehr geringen Zusatz einer Zuckerlösung enthält, deutlich und mit derselben Leichtigkeit messen konnte, wie solcher, die viel Zucker enthielten. Am Compensateur kann $\frac{1}{100}$ Millimeter abgelesen werden; dieß entspricht einer Aenderung in der Lage der Polarisationsebene von $\frac{1}{4}$ Grade.

Enthält die Flüssigkeit nur einen einzigen mit dem Vermögen, die Polarisationsebene zu drehen, begabten Stoff, so braucht man nur einmal für allemal das Verhältniß ihres Drehungsvermögens bei einer bestimmten Quantität des optisch wirksamen Stoffes zu dem des Quarzes von bestimmter Dicke auszumitteln. Weil der Zuckergehalt dem Winkel um welchen die Polarisationsebene gedreht wird, genau proportional ist, so findet man, wenn a der Drehungswinkel für den Zuckergehalt von 1 Procent ist, die x Procente Zucker, die eine Flüßigkeit bei dem Drehungswinkel a' besitzt, aus der Proportion:

$$1 : x = a : a' \text{ und } x = \frac{a'}{\alpha}.$$

Heißt b der Drehungswinkel für die Bergkrystallplatte B, ferner a derjenige welcher der Flüssigkeitssäule und c jener, welcher dem Compensateur bei der Dicke γ entspricht; so ist

$$a + c = b, \text{ mithin } a = b - c.$$

Die von derselben Flüssigkeitssäule bei einem anderen Zuckergehalte bewirkte Drehung sei $= a'$, und c' die von Compensateur bei der Dicke γ' erzeugte, so hat man

$$a' + c' = b, \text{ mithin } a' = b - c'$$

Ist d die Dicke der Krystallplatte B, so hat man, da der Drehungswinkel der Dicke der Platte proportionirt ist,

$$b - c : b - c' = d - \gamma, : d - \gamma', \text{ mithin auch}$$

$$a : a' = d - \gamma : d - \gamma',$$

$$\text{also } x = \frac{d - \gamma'}{d - \gamma},$$

man hat also nur die Dicke $d - \gamma$, die dem Zuckergehalte von 1 Procent entspricht, einmal für allemal festzusetzen.

Der Gehalt an Rohrzucker in einer Lösung läßt sich auch dann noch optisch ermitteln, wenn er darin mit mehreren andern Stoffen zugleich enthalten ist. Sind α, β, γ, die Drehungen, welche ein Gehalt von 1 Procent an verschiedenen mit Drehungsvermögen begabten Substanzen in einer flüssigen Säule von 20 Centimeter Länge bewirkt, wo diese Größen negativ genommen werden, wenn sie links drehen; ist ferner der Gehalt der Flüssigkeit an diesen Substanzen A, B, C, so bewirken sie zusammen eine Drehung

$$D = A\alpha + B\beta + C\gamma.$$

Der Rohrzucker, dessen Gehalt in der Flüssigkeit wir durch A bezeichnen wollen, hat bekanntlich die Eigenschaft durch eine leichte Operation in Traubenzucker verwandelt zu werden, der die Polarisationsebene links dreht; nehmen wir an, dieser Traubenzucker bewirke die Drehung $-\alpha'$ bei 1 Procent; da die andern Substanzen keine Verwandlung erleiden, so hat man nach geschehener Umwandlung des Rohrzuckers im Ganzen die Drehung

$$D' = -A\alpha' + B\beta + C\gamma$$

mithin $D - D' = (\alpha + \alpha')\,A$ und $A = \dfrac{D - D'}{\alpha - \alpha'}$.

Das Drehungsvermögen des Traubenzuckers, also die Größe α', nimmt nach Mitscherlich mit der Temperatur ab; Clerget erforschte das Gesetz dieser Abnahme, und berechnete Tabellen, aus denen sich der Gehalt an Rohrzucker in einer Flüssigkeit entnehmen läßt, wenn nach geschehener Umwandlung das Drehungsvermögen und die Temperatur beobachtet wurde.

Soleils Sacharimeter hat bereits eine ausgedehnte Anwendung gewonnen; man wendet es auch an zur Prüfung der Milch auf ihren Gehalt an Milchzucker.

§. 33.

Chromascop von Soleil.

Der berühmte Pariser Optiker setzte einen sehr einfachen Apparat zusammen, dem man den Namen Chromascop gab, und der nur aus 6 gefärbten Gläsern besteht, deren Farben mit den 6 Farben des Spectrums möglichst genau übereinstimmmen. Werden alle 6 Gläser auf einander gelegt, und man sieht durch alle 6 die Sonne an, so erscheint diese ganz weiß. Sieht man nach einem lebhaften weißen Lichte durch 3 übereinandergelegte Gläser und zwar durch Roth, Gelb und Blau, oder durch Orange, Grün und Violett, so sieht man es immer weiß; durch Roth und Gelb angesehen, erscheint es orange, durch Gelb und Blau, erscheint es grün, und violett, wenn man es durch Roth und Blau ansieht. — Das weiße Licht erscheint auch jedesmal weiß, wenn man es durch zwei Gläser betrachtet, deren Farbe complementär ist, nämlich roth und grün, orange und blau, oder gelb und violett. Nimmt man von den 6 Gläsern eines weg, so geben die übrigen fünf eine Farbe, die genau complementär ist, zu der des weggenommenen Glases. Bringt man vor ein Auge ein gefärbtes Glas, und vor das Andere ein Glas, dessen Farbe zu dem des ersten complementär ist, und sieht man hierauf weißes Papier mit beiden Augen an, so erblickt man es wirklich weiß, obgleich es jedem

einzelnen Auge gefärbt erscheint; damit jedoch der Versuch gelinge, ist es nöthig, daß beide Augen die nämliche Sehweite haben, und daß ihre optische Axen parallel sein.

Schon vor mehreren Jahren zeigte Dove, daß man durch Aufeinanderlegen von einem bläulich grünen, einem gelben und violetten Glase ein getrübtes Weiß erhält.

Dove zeigte auch, daß complementäre Netzhautbilder auf den nämlichen Stellen in beiden Augen den Eindruck von Weiß erzeigen. Er stellte vor das Stereoskop eine Glimmerplatte, ließ Licht durch kreisförmige Oeffnungen an den Seitenwänden auf die zwei unbelegten Spiegel fallen, und betrachtet das Bild der Oeffnungen mit zwei Nicol'schen Prismen, deren Polarisationsebenen senkrecht zu einander standen. Sah man nur mit einem Auge, so erschien das Bild gefärbt, sah man mit dem Andern, so war die Farbe complementär, mit beiden Augen angesehen erschien es weiß. — Foucault und Regnault änderten den Versuch in der Art ab, daß sie zwei complementäre Strahlen auf die Spiegel des Stereoscop leiteten, die sie auf die seitwärts angebrachten Papierflächen reflectirten, so daß zwei in gleicher Höhe liegende Scheibchen, complementär gefärbt, erleuchtet wurden. Man sieht Anfangs bald die eine, bald die andere complementäre Farbe, aber bald vereinigen sich beide Eindrücke zu Weiß.

§. 34.

Photographie.

Die in der neuesten Zeit erfundener Kunst, die Lichtbilder der Camera obscura auf einer ebenen für die Einwirkung des Lichtes empfänglich gemachten Fläche zu fixiren, nennt man Photographie; die dabei beobachteten Verfahrungsweisen sind dreifach: die Daguerre'sche, die Talbot'sche und die von Niepçe.

Nach Daguerre, dessen Bemühungen die schon früher von mehreren Männern versuchte Fixirung der Lichtbilder zuerst mit überraschender Deutlichkeit im Jahree 1839 gelungen war, gebraucht man eine mit einer dünnen Silberschichte überzogene oder wie man sagt, plattirte Kupferplatte, die man sorgfältigst reinigt und polirt, hierauf an einem mäßig hellen Orte in einem hölzernen Rahmen auf eine viereckige Porcellanschale legt, welche mit einer durch Wasser verdünnten Jodlösung gefüllt ist; hier bleibt die Platte den sich erhebenden Dämpfen so lange ausgesetzt, bis sie mit einer goldgelben Schichte von Jodsilber überzogen erscheint. Will man die Platte für die Einwirkung des Lichtes viel empfindlicher machen, so nimmt man eine, mit Wasser starkverdünnte Jodchlorurlösung, der man

etwas Bromwasser zusetzt, wo dann die Platte ein röthliches Aussehen gewinnt. Die so zubereitete Platte muß vor jeder Lichteinwirkung geschützt sein, weßhalb man sie in einer Kapsel eingeschlossen in die Camera obscura genau an die Stelle einsetzt, wo das Bild des abzubildenden Gegenstandes am schönsten zu sehen ist. Daher muß vor der Einsetzung der jodirten Platte das Objectiv der Camera obscura so aufgestellt werden, daß das Bild des gehörig erleuchteten Gegenstandes an einer im Hintergrunde befindlichen mattgeschliffenen Glastafel sehr deutlich und scharf zu sehen ist. Dann wird die Oeffnung des Objectivs geschlossen, die Glasplatte weggenommen, an ihre Stelle die jodirte Kupferplatte gesetzt und hierauf erst der Deckel von dem Objectiv weggenommen. Nach einer gewissen Zeit, deren Dauer nach der Intensität des einwirkenden Lichtes, nach der Beschaffenheit der verwendeten Lösung und nach der Lichtstärke des Objectivs von ½ Secunde bis mehrere Minuten wechselt und erst durch Versuche ermittelt werden muß, bedeckt man die Platte mit dem Kapseldeckel und zieht sie aus der Camera obscura heraus. Um nun das Bild sichtbar zu machen, bringt man die Kupferplatte in geneigter Stellung in in einen dunklen hölzernen Kasten, dessen Boden von Eisenblech mit Quecksilber bedeckt ist, das man mittelst einer, unter dem Boden befindlichen Weingeistlampe auf 50 bis 55 ° R. erhitzt. Die Quecksilberdämpfe, die sich nun bilden, werden in Form von feinen Tröpfchen an den Stellen niedergeschlagen, welche durch das Licht verändert worden sind, und zwar in desto größerer Menge, je intensiver das Licht einwirkte; an den Stellen dagegen, wo das Licht nicht einwirkte, bildet sich kein Niederschlag dieser Dämpfe. — Nachdem das Bild gehörig ausgeprägt zu sehen ist, wird die Platte in eine wässerige Auflösung von unterschwefelsaurem Natron, oder in eine heiße Auflösung von reinem Kochsalz gebracht, wodurch der Ueberzug von Jodsilber an den Stellen, welche das Licht gar nicht oder nur im geringen Maße getroffen hat, aufgelöst und jede weitere Einwirkung des Lichtes unmöglich gemacht wird. Zuletzt reinige man die Platte, indem man sie in eine geneigte Lage bringt, und mit heißem destillirtem Wasser begießt; wenn sie getrocknet ist, bringt man sie unter Glas, um sie vor Staub und Berührung zu schützen. Die Stellen, an die sich kein Quecksilber angesetzt, zeigen die spiegelnde Silberfläche, welche das auffallende Tageslicht nur nach einer Richtung reflectirt; sie

erscheinen ganz dunkel, wenn man die Platte so hält, daß die reflectirten Strahlen das Auge nicht treffen; die mit Quecksilbertröpfchen bedeckten Stellen erscheinen dann hell, weil sie das auffallende Tageslicht nach allen Seiten zerstreuen. Auf diese Art bekommt man ein Bild, das dieselben Abstufungen von Helligkeit und Dunkelheit zeigt, wie das Original. Man nennt ein solches Bild ein positives, dagegen jenes ein negatives, bei dem die hellen und dunklen Stellen verwechselt erscheinen. Ein negatives Bild stellt sich dar, wenn die Platte so gehalten wird, daß die von den Silberstellen reflectirten Strahlen das Auge erreichen, wo dann diese Stellen hell, die andern aber, da sie viel schwächeres Licht zurückwerfen, dunkel gesehen werden. — Das Bild tritt noch schöner hervor, wenn man ihm durch Behandlnng mit einer Auflösung von Chlorgold einen feinen Ueberzug von Gold gibt; durch diesen Ueberzug wird die Silberfläche dunkler und das Quecksilber haftet fester an der Platte.

Läßt man das Sonnenlicht auf die Platte in der Camera obscura mehrere Stunden lang einwirken, so wird das Jodsilber an den hellen Stellen geschwärzt, und es kommt ein negatives Bild zum Vorschein. Man erhält also ein Daguerre'sches Bild (ein Daguerreotype) nur dann, wenn man das Licht nur einige Minuten einwirken läßt.

Die Bilder, die man durch Daguerreotypie erhält, sind nicht immer ganz ähnlich dem Originale, weil die verschieden gefärbten Lichtstrahlen auf die jodirte Platte sehr ungleich wirken; die grünen und rothen Strahlen wirken sehr wenig, weshalb das grüne Laub, so wie das Roth im Gesichte dunkel erscheint. Am wirksamsten sind die blauen und die violetten Strahlen.

Das Poliren der Platten ist eine der wichtigsten Aufgaben beim Daguerreotypiren, und geschieht am zweckmäßigsten, wenn man auf einem hölzernen Stativ eine ebene dünne Kautschukscheibe aufleimt, mit etwas Terpentinöl benetzt, darauf die plattirte Kupferplatte mit der Kupferseite befestigt und dann das Poliren vornimmt, zuerst mit feingeschlemmten Trippel, vermittelst seiner mit etwas Baumöl oder Weingeist befeuchteter Baumwolle, indem man unter mäßigem Drucke auf der Platte kreisförmig herumfährt bis sie einen hellen Spiegel angenommen hat; hierauf bestäubt man sie mit sehr fein geschlemmten Schafknochenmehl oder auch mit Colcothar, reibt sie ganz schwach mit sehr reiner und feiner Baumwolle, die man möglichst gleichförmig im Kreise herumführt, bis die Platte vollkommen hell erscheint. Diese Operation wird wieder-

holt; man fährt aber nun in Kreisen in entgegengesetzten Richtungen herum, und reibt zuletzt nur in graden Richtungen, die auf dem verticalen Theile des künftigen Bildes senkrecht stehen. Das Poliren ist beendet, wenn sich die Platte beim Anhauchen gleichförmig weiß zeigt, der Hauch schnell wieder verschwindet und nirgends schwarze Flecken vorkommen.

Das Jodchlorur erhält man, wenn man Chlorgas, das man in einer kleinen Retorte durch Begießen des schwarzen Braunsteins mit Salzsäure erhält, in einen Glascylinder, auf dessen Boden sich trockenes Jod befindet, leitet und die flüssige Masse, die sich bildet, öfters umrührt. Ist die größere Menge von Jod in den flüssigen Zustand übergegangen, so setzt man etwa 16 Theile Wasser hinzu und wartet ab, bis der Rest von Jod sich abgesetzt hat. Diese Flüßigkeit wird dann zum Jodiren der plattirten und wohl polirten Kupferplatten gebraucht; die Oberfläche derselben in dem Porcellangefäße soll beiläufig 4 Linien weit von der Silberfläche abstehen.

Will man der Platte einen Goldüberzug geben, so löset man nach Reißers Anleitung zuerst 16 Gran kristallirtes Chlorgold in 16 Unzen destillirten Wassers auf; und setzt unter Umrühren 1 bis 2 Tropfen Ammoniakflüssigkeit hinzu; bereitet dann eine zweite aus 50 Gran unterschwefelsaurem Natron und 10 Unzen destillirten Wassers bestehende Flüssigkeit und setze ihr die erstere Auflösung tropfenweise unter beständigen Umrühren hinzu. Die wasserhelle Flüßigkeit, die man nun erhält, gießt man aus einer Höhe von 3 bis 4 Zoll auf das fertige, rein abgewaschene Bild bei horizontaler Lage der auf einer Art von Rost befindlichen Kupferplatte, so daß eine Schichte von Goldlösung von beinahe einer Linie Höhe darüber steht, worauf die Platte mittelst einer unter ihr stehenden Weingeistlampe so lange erwärmt wird, bis das Bild recht kräftig hervortritt. Nun übergießt man die Platte mit kaltem Wasser, gibt ihr eine geneigte Stellung, übergießt sie nochmals mit Wasser und trocknet sie in dieser Stellung mittelst einer Weingeistlampe ab. Sollten gelbe Flecken zum Vorschein kommen, so wird dieses Abspielen und Erhitzen wiederholt. Das auf diese Art bearbeitete Bild haftet an der Kupferplatte so fest, daß man es mit Baumwolle jedoch nur sanft überwischen kann.

Daguerre hat das Jod in fester Form und erst Asherson's schwache Jodtinktur angewendet; Kratochwila in Wien zeigte erst, daß die Empfindlichkeit der Platte für die Lichteinwirkung erhöht wird, wenn man der Jodlösung etwas Brom zusetzt, oder wenn man anstatt des reinen Jods, Jodchlorur anwendet. Die Gebrüder Natterer fanden, daß diese Empfindlichkeit noch mehr gesteigert wird, wenn man die gelb jodirte Kupferplatte über schwaches Chlorwasser einige Augenblicke hält, bis sie sich röthlich zeigt. Draper lehrte, daß man das unverändert gebliebene Jod auch mit einer kalten Kochsalzlösung wegbringen kann, wenn man die hineingetauchte Platte mit einem Zinkstäbchen berührt. Das von Professor Petzval construirte Objectiv reducirte durch seine Lichtstärke die nöthige Lichtwirkung auf einige Secunden und gab Bilder, die in ihrer ganzen Ausdehnung von gleichförmiger Schärfe

erscheinen; durch diese Erfindung wurde erst das Portraitiren möglich gemacht.

§. 35.

Talbots Verfahren.

Nach Talbot wird zuerst gutes, eigends zu diesem Behufe bereitetes Schreibpapier durch gewisse Mittel so zubereitet, daß die vom Lichte getroffenen Stellen in dem Maße an Dunkelheit zunehmen, in welchem die Intensität des einwirkenden Lichtes wächst. Dieses so zubereitete Papier, das man vor dem Lichte sorgfältigst schützen muß, wird beim Gebrauche noch im feuchten Zustande in die Camera obscura nach gehöriger Einstellung des Objectivs eingesetzt, und nachdem das Licht des Gegenstandes, den man abbilden will, nach Beschaffenheit seiner Intensität 10 bis 60 Sekunden eingewirkt hat, mit dem Kapseldeckel bedeckt, wieder herausgenommen, und in einem dunklen Lokale mit der Seite, die das Bild trägt, auf eine horizontale, mit einer Schichte concentrirter Gallussäure bedeckte Glastafel gelegt, wo es gegen 25 Minuten, überhaupt so lange liegen bleibt, bis man nach dem Abheben beim Kerzenlichte das Bild in allen Theilen kräftig hervorgetreten wahrnimmt. — Nun wird das Bild fixirt; dieß geschieht, indem man es mit frischem destillirtem Wasser mehrmahl abwäscht und dann mit einer Auflösung von 1 Loth unterschweflichsaurem Natron in 10 Loth destillirten Wassers übergießt; es bleibt in dieser Flüssigkeit so lange bis die ungeschwärzten Theile nicht mehr gelb, sondern ganz weiß erscheinen, was oft erst nach 2 Stunden, aber schon in 5 bis 15 Minuten eintritt, wenn die Flüssigkeit siedend heiß ist. Das Fixiren geschieht bei Kerzen- oder sehr schwachem Tageslichte. Das fixirte Bild wird zwischen 2 Blättern von feinem Fließpapier getrocknet, hierauf mehrmal mit reinem, destillirten Wasser gewaschen, wieder zwischen Fließpapier und zuletzt so getrocknet, daß man es auf einem Blatte Fließpapier liegen läßt.

Durch das angegebene Verfahren erhält man ein negatives Bild, weil die hellen Theile des Originals dunkel erscheinen; um nun ein positives Bild zu bekommen, wird das negative Bild, mit einem Gemische von Wachs und Fett, transparent gemacht, dann auf ein anderes, chemisch präparirtes, und auf einer Glasplatte liegendes Papier mit der Bildseite gelegt, und mit einer zweiten Glasplatte bedeckt; nun

preßt man das Ganze zusammen, und setzt es der Einwirkung des Sonnenlichtes 5 bis 15 Minuten lang aus; man erhält auf der zweiten Papierfläche ein positives Bild, indem die dunklen Stellen des negativen Bildes das Licht von dem zweiten Papier abhalten, so daß es nur durch die hellen durchwirkt. War das negative, in der Camera obscura erzeugte Bild ein inverses, d. i. ein solches, bei dem der linke Theil des Originals rechts und der rechte links erscheint, so wird nun das positive ein direktes, d. i. ein solches, bei dem die einzelnen Theile genau dieselbe Lage haben, wie an dem Originale. — Das positive Bild wird auf die Art fixirt, daß man es in eine Auflösung von 2 Loth unterschweflichsaurem Natron und ½ Loth Kochsalz in 20 Loth destillirten Wassers legt, und darin läßt, bis es nicht mehr kräftiger hervortritt, worauf es wie das negative behandelt wird.

Das photographische Papier wird chemisch präparirt, indem man es mit der glatten Seite auf die Oberfläche einer Flüssigkeit legt, die man durch Auflösen von 1 Loth Jodkalium in 10 Loth destillirten Wassers und nachherigen Zusatz von 5 Gran Fluorkalium, 5 Gran Bromkalium, 5 Gran Cyankalium, 5 Gran Chlorammonium und 5 Gran Blutlaugensalz bereitet. Diese Flüssigkeit hat man ¼ bis ⅓ Zoll hoch in einer Porcellantasse; beim Auflegen des Papiers muß man dafür sorgen, daß zwischen ihm und der Flüssigkeit keine Luftblasen vorkommen. Nachdem das Papier auf dieser Flüssigkeit 1 bis 1 ½ Minuten gelegen ist, trocknet man es mit feinem Löschpapier, und legt es dann an einem lichtschwachem Orte mit der feuchten Seite auf die Oberfläche einer Lösung von salpetersaurem Silberoxyd, (1 Loth in 10 Loth destillirten Wassers), der man 180 Gran sehr starker Essigsäure zusetzt, und läßt es 1 bis 1 ½ Minute liegen. Diese Flüssigkeit muß immer im dunklen aufbewahrt werden.

Das Papier zu positiven Bildern wird präparirt, indem man es etwa 1 ½ Minuten auf einer Auflösung von 60 Gran Kochsalz in 10 Loth Wassers schwimmen läßt, dann zwischen Fließpapier trocknet, hierauf aber 2 Minuten lang auf einer Lösung von 1 Loth krystallisirten, salpetersauren Silberoxyds, in 10 Loth destillirten Wassers schwimmen läßt, beide Operationen wiederholt, und dann zwischen Fließpapier sorgfältig trocknet.

Rothe Strahlen wirken auf photographisches Papier nicht; auch die gelben Strahlen wirken nicht viel besser, dagegen erscheinen die blauen und violetten am wirksamsten; ihnen kommt vorzugsweise die Fähigkeit zu, chemische Veränderungen hervorzubringen, weshalb man sie auch chemische Strahlen nennt. Merkwürdig ist die Entdeckung von Edmund Becquerel, daß die rothen und gelben Strahlen, die am Brom-Silberpapier, auf das noch kein Licht eingewirkt hat, keine Veränderung zu bewirken fähig sind, doch eine merkliche Wirkung erzeu-

gen, wenn das Papier vorher eine kurze Zeit dem Tageslichte oder auch nur den chemischen Strahlen ausgesetzt war, woraus hervorgeht, daß die rothen und gelben Strahlen die von dem blauen und violettem Lichte begonnene Wirkung fortzusetzen vermögen. Moser fand diese Fähigkeit der rothen und gelben Strahlen auch an jodirten Silberplatten.

E. Becquerel lehrte farbige Lichtbilder verfertigen; allein es ist bisher nicht gelungen, diese photochromatischen Bilder zu fixiren; sie verschwinden bald wieder bei weiterer Lichteinwirkung. Auch gelangen landschaftliche Ansichten niemals, wahrscheinlich wegen der geringen Lichtstärke der grünen Strahlen.

§. 36.

Nach Niepce erzeugt man ein Lichtbild auch auf einer durchsichtigen und gleichmäßig dicken Schichte von Eiweiß (Albumin,) Kleister oder thierischem Leim, womit man eine reine Glastafel überzieht, und auf diese das Talbotische Verfahren anwendet. Die Stoffe, die man anwendet, müssen durch Auflösung eine syrupartige Consistenz bekommen; der Kleister muß gut verkocht, der Leim vollkommen gelöst, und das Eiweiß durch Schlagen zu Schnee oder Filtriren durch Seidenpapier von seiner zellenartigen Substanz befreit werden. Die Lösungen dieser Stoffe, denen Jodkalium sogleich zugesetzt wird, werden durch dreifache Leinwand durchseicht und davon eine entsprechende von Luftblasen befreite Menge auf die sorgfältigst gereinigte und horizontal liegende Glastafel gegossen; indem man die Tafel gehörig hin und her neigt, kann man einen gleichförmigen Ueberzug gewinnen, den man trocken werden läßt, und dann erst mit der Silbersalzlösung behandelt, wobei es nothwendig ist, daß die überzogene Glasfläche mit der Lösung auf einmal in Berührung komme. Die aus der Silberlösung herausgenommene Tafel wird an der Rückseite und an den Rändern abgetrocknet und dann in die Camera obscura gestellt. Das Bild wird dann mit Gallussäure hervorgerufen, mit unterschweflichsaurem Natron fixirt und zuletzt mit reinem Wasser abgewaschen. Das Bild, das negativ ist, kann auf ähnliche Weise in ein positives umgewandelt werden, wie bei der Talbotypie.

Umständlichere Belehrung hierüber gibt Martins Handbuch der gesammten Photographie.

Gedruckt bei Josef Stöckholzer von Hirschfeld.

Taf. 1.

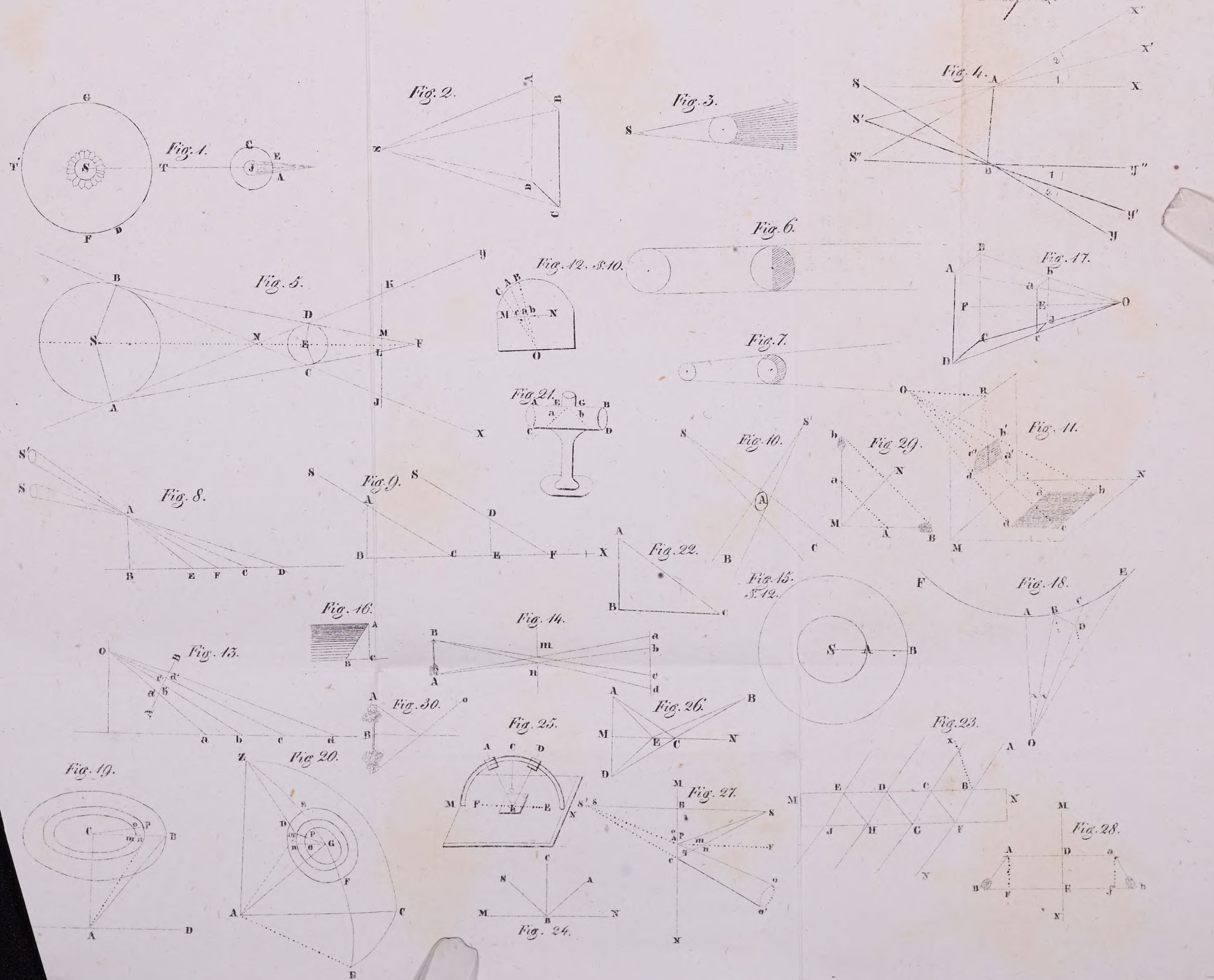


Fig. 1.
Fig. 2.
Fig. 3.
Fig. 4.
Fig. 5.
Fig. 6.
Fig. 7.
Fig. 8.
Fig. 9.
Fig. 10.
Fig. 11.
Fig. 12. §. 10.
Fig. 13.
Fig. 14.
Fig. 15. §. 12.
Fig. 16.
Fig. 17.
Fig. 18.
Fig. 19.
Fig. 20.
Fig. 21.
Fig. 22.
Fig. 23.
Fig. 24.
Fig. 25.
Fig. 26.
Fig. 27.
Fig. 28.
Fig. 29.
Fig. 30.

Taf. II.


Fig. 31.
Fig. 32.
Fig. 33.
Fig. 34.
Fig. 35.
Fig. 36.
Fig. 37. a
Fig. 37. b
Fig. 37. c
Fig. 38.
Fig. 39.
Fig. 40.
Fig. 41.
Fig. 42.
Fig. 43.
Fig. 44.
Fig. 45.
Fig. 46.
Fig. 47.
Fig. 48.
Fig. 49.
Fig. 50.
Fig. 51.
Fig. 52.
Fig. 53.
Fig. 54.
Fig. 55.
Fig. 56.
Fig. 57.
Fig. 58.
Fig. 59.
Fig. 60.
Fig. 61.
Fig. 62.
Fig. 63.
Fig. 64.
Fig. 65.
Fig. 66.
Fig. 67.
Fig. 68.
Fig. 70.
Fig. 71.
Fig. 72.
Fig. 73.
Fig. 74.
Fig. 75.

Taf. III.

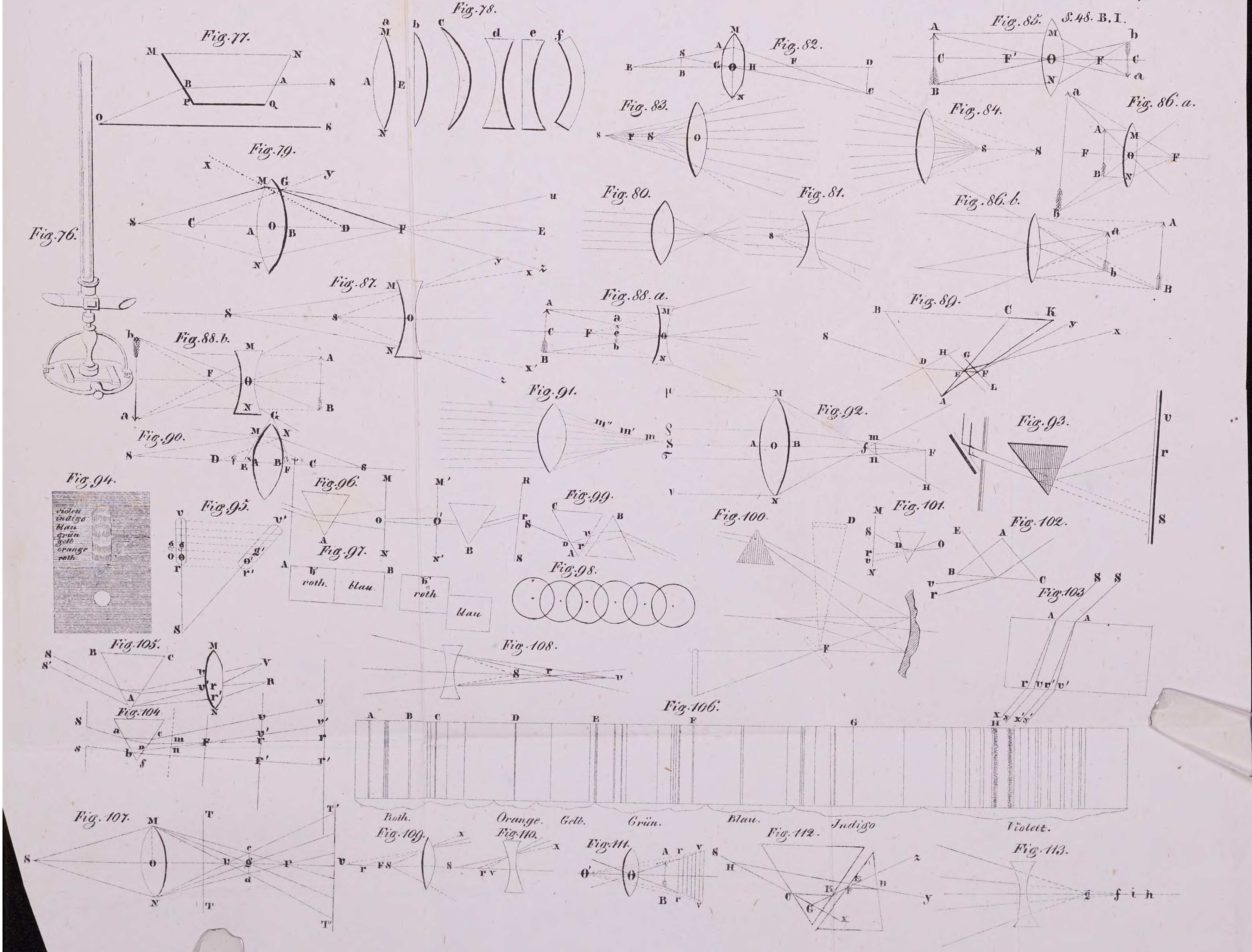


Fig. 76.
Fig. 77.
Fig. 78.
Fig. 79.
Fig. 80.
Fig. 81.
Fig. 82.
Fig. 83.
Fig. 84.
Fig. 85.
§. 48. B. I.
Fig. 86. a.
Fig. 86. b.
Fig. 87.
Fig. 88. a.
Fig. 88. b.
Fig. 89.
Fig. 90.
Fig. 91.
Fig. 92.
Fig. 93.
Fig. 94.
violett
indigo
blau
grün
gelb
orange
roth
Fig. 95.
Fig. 96.
Fig. 97.
roth.
blau.
roth
blau
Fig. 98.
Fig. 99.
Fig. 100.
Fig. 101.
Fig. 102.
Fig. 103.
Fig. 104.
Fig. 105.
Fig. 106.
Roth.
Orange.
Gelb.
Grün.
Blau.
Indigo
Violett.
Fig. 107.
Fig. 108.
Fig. 109.
Fig. 110.
Fig. 111.
Fig. 112.
Fig. 113.

Taf. IV.

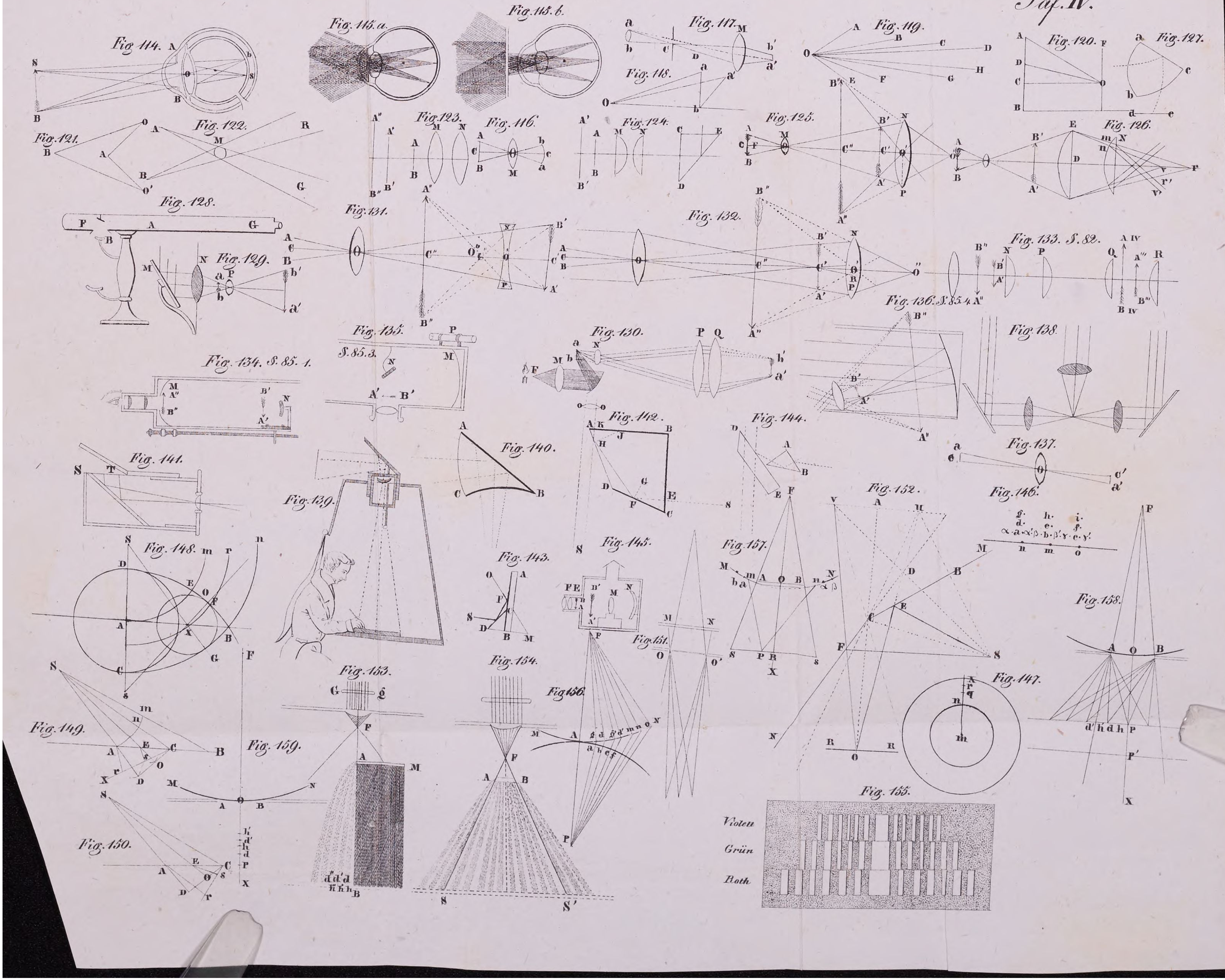


Fig. 114.
Fig. 115. a.
Fig. 115. b.
Fig. 116.
Fig. 117.
Fig. 118.
Fig. 119.
Fig. 120.
Fig. 121.
Fig. 122.
Fig. 123.
Fig. 124.
Fig. 125.
Fig. 126.
Fig. 127.
Fig. 128.
Fig. 129.
Fig. 130.
Fig. 131.
Fig. 132.
Fig. 133. S. 82.
Fig. 134. S. 85. 1.
Fig. 135. S. 85. 3.
Fig. 136. S. 85. 4
Fig. 137.
Fig. 138.
Fig. 139.
Fig. 140.
Fig. 141.
Fig. 142.
Fig. 143.
Fig. 144.
Fig. 145.
Fig. 146.
Fig. 147.
Fig. 148.
Fig. 149.
Fig. 150.
Fig. 151.
Fig. 152.
Fig. 153.
Fig. 154.
Fig. 155.
Fig. 156.
Fig. 157.
Fig. 158.
Fig. 159.
Violett
Grün
Roth

Taf. V.

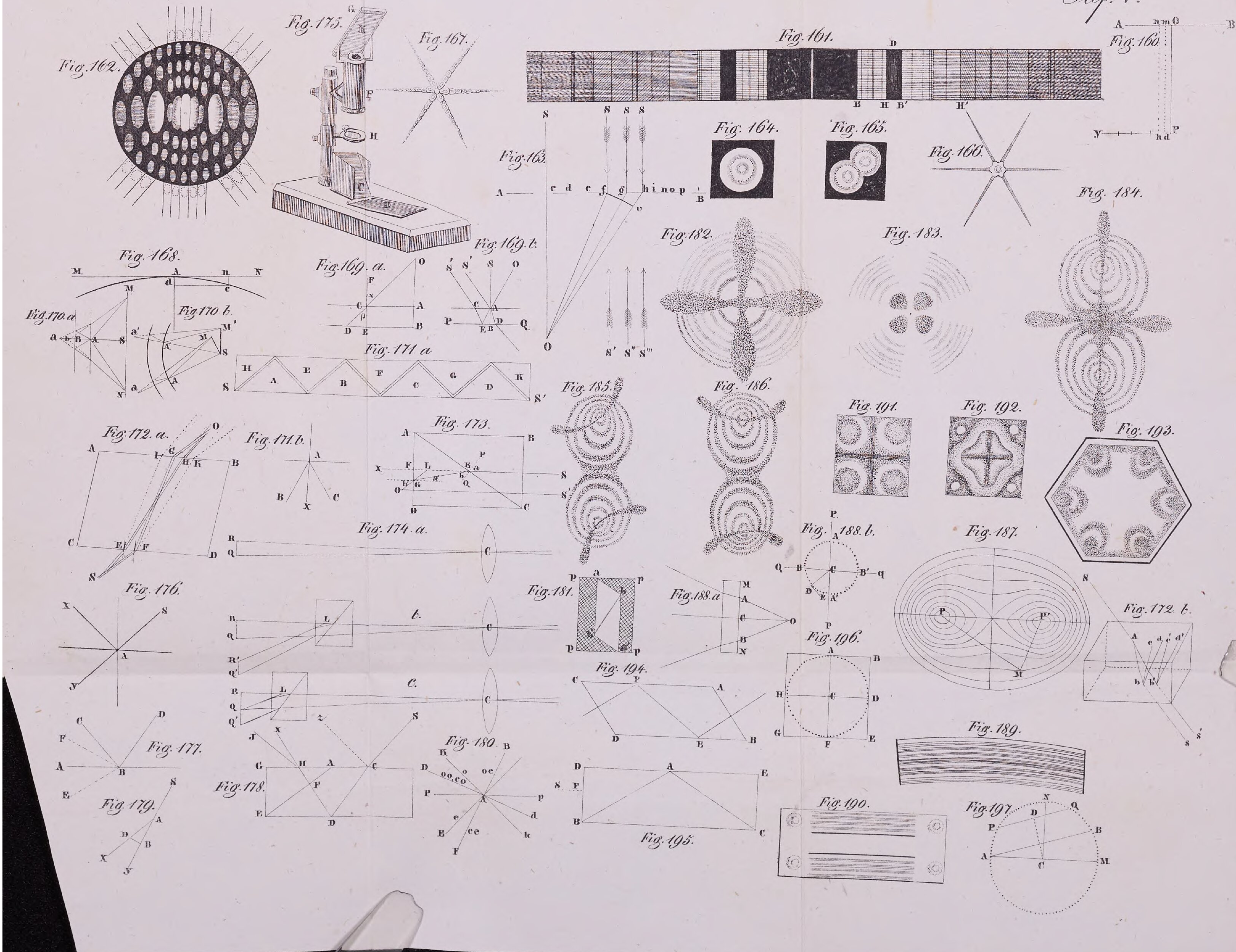


Fig. 160.
Fig. 161.
Fig. 162.
Fig. 163.
Fig. 164.
Fig. 165.
Fig. 166.
Fig. 167.
Fig. 168.
Fig. 169. a.
Fig. 169. b.
Fig. 170. a
Fig. 170 b.
Fig. 171 a
Fig. 171. b.
Fig. 172. a.
Fig. 172. b.
Fig. 173.
Fig. 174. a.
b.
c.
Fig. 175.
Fig. 176.
Fig. 177.
Fig. 178.
Fig. 179.
Fig. 180.
Fig. 181.
Fig. 182.
Fig. 183.
Fig. 184.
Fig. 185.
Fig. 186.
Fig. 187.
Fig. 188. a
Fig. 188. b.
Fig. 189.
Fig. 190.
Fig. 191.
Fig. 192.
Fig. 193.
Fig. 194.
Fig. 195.
Fig. 196.
Fig. 197.